

THÈSE

présentée

à l'Université de Paris VI

par

Francis CAUDRON

(INGENIEUR ISEN)

pour obtenir

le grade de Docteur Ingénieur

*Mesure des variations de la vitesse et de l'atténuation
d'une onde de surface par méthodes de bouclage*

Soutenue le 16 Décembre 1971, devant la Commission d'Examen

M.M. SIESTRUNCK

Président

ALAIS

Examineurs

POULIQUEN

THESE DE DOCTEUR-INGENIEUR

présentée

A L'UNIVERSITE

PARIS VI

par

Francis CAUDRON

pour obtenir

le grade de Docteur-Ingénieur

MESURE DES VARIATIONS DE LA VITESSE ET DE L'ATTENUATION
D'UNE ONDE DE SURFACE PAR METHODES DE BOUCLAGE

soutenue le 16 Décembre 1971, devant la Commission d'Examen

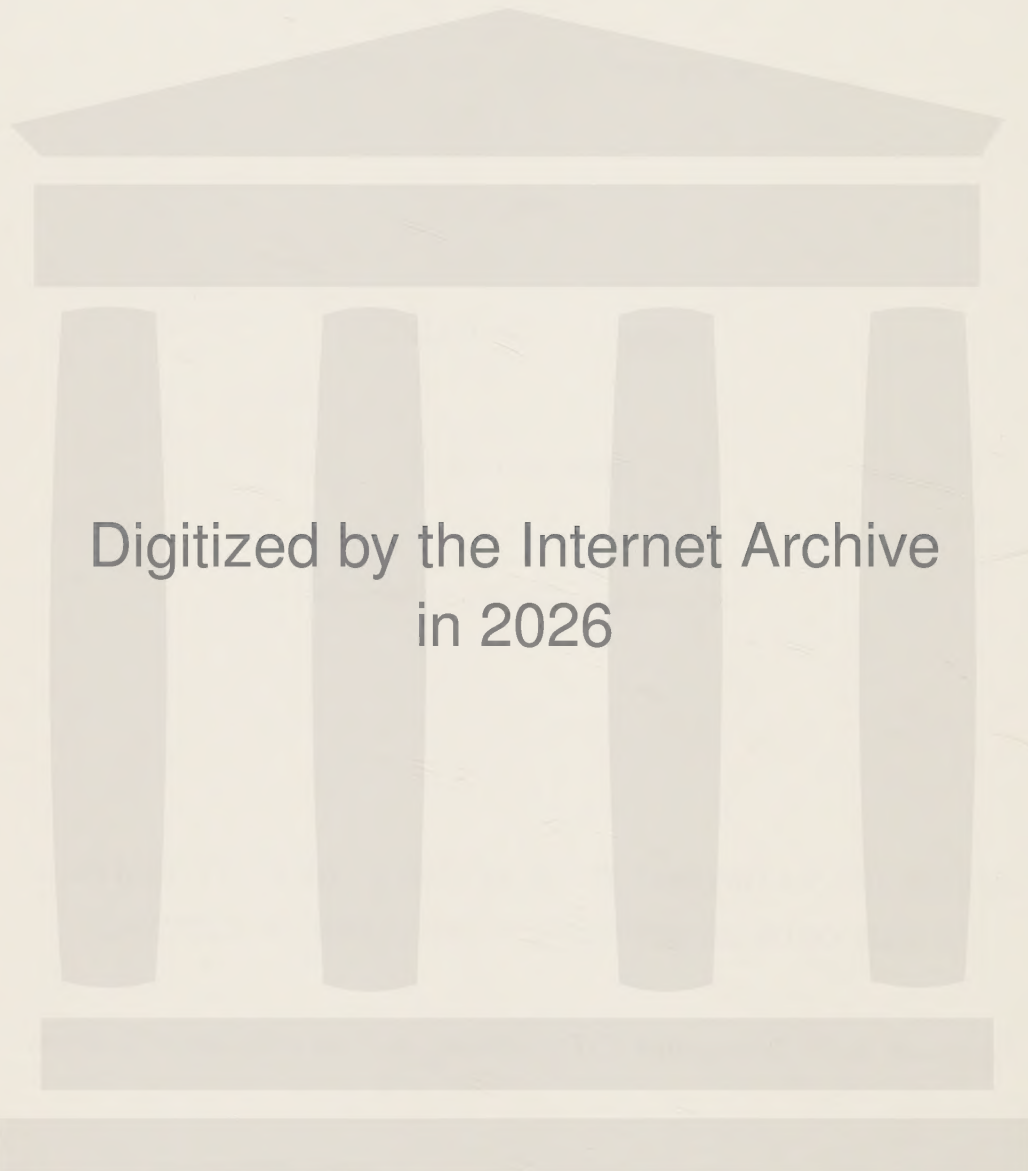
MM. SIESTRUNCK

Président

ALAIS

Examineurs

POULIQUEN



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41556024_0009

A MES PARENTS



Je vous envoie, avec ce livre, un petit souvenir
de la France, et j'espère qu'il vous sera agréable. Ce livre
est une œuvre de jeunesse, et j'espère qu'il vous
plaira. Je vous prie de m'écrire quand vous
en aurez lu quelques pages. Je vous envoie
aussi un petit souvenir de la France.

Je vous prie de m'écrire quand vous
en aurez lu quelques pages. Je vous envoie
aussi un petit souvenir de la France.

Je vous prie de m'écrire quand vous
en aurez lu quelques pages. Je vous envoie
aussi un petit souvenir de la France.

Je vous prie de m'écrire quand vous
en aurez lu quelques pages. Je vous envoie
aussi un petit souvenir de la France.

Je vous prie de m'écrire quand vous
en aurez lu quelques pages. Je vous envoie
aussi un petit souvenir de la France.

Je vous prie de m'écrire quand vous
en aurez lu quelques pages. Je vous envoie
aussi un petit souvenir de la France.

Je vous prie de m'écrire quand vous
en aurez lu quelques pages. Je vous envoie
aussi un petit souvenir de la France.

A MES PARENTS

Ce travail a été effectué dans le laboratoire d'Ultrasons de la Faculté Libre des Sciences de Lille et du GEFIRN. Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur SEGARD, Doyen de la Faculté Libre des Sciences, Directeur de l'Institut Supérieur d'Electronique du Nord, pour l'accueil qu'il m'a réservé et les moyens mis à ma disposition.

Je remercie vivement Monsieur SIESTRUNCK, Professeur à l'Université Paris VI, qui a bien voulu accepter la présidence du Jury de thèse.

Que Monsieur ALAIS, Professeur à l'Université Paris VI, trouve ici l'expression de ma profonde gratitude, en remerciement de l'examen attentif qu'il a apporté à ce mémoire.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur POULIQUEN, Professeur à la Faculté Libre des Sciences de Lille, Directeur du laboratoire d'Ultrasons, qui m'a accueilli dans son laboratoire et m'a encouragé par l'intérêt qu'il n'a cessé de porter à ce travail.

J'ai particulièrement apprécié les précieux conseils, prodigués par Monsieur DEFEBVRE, Professeur à l'ISEN, et je l'en remercie.

Mes remerciements les plus cordiaux vont à mes camarades de laboratoire. Que Messieurs LAFITTE, VANDECANDELAERE, et SIMANSKI sachent que leur collaboration amicale continuelle fut pour moi un profond encouragement.

Je n'aurais garde enfin d'oublier l'aide efficace de Monsieur SEINGIER pour les réalisations techniques. Qu'il en soit bien sincèrement remercié.

S O M M A I R E

	<u>Pages</u>
<u>INTRODUCTION</u>	5
<u>CHAPITRE I - DIFFERENTS TYPES DE VITESSE INTRODUITS DANS LA</u> <u>THEORIE DU SIGNAL</u>	7
1.1. Vitesse de phase	7
1.2. Vitesse de groupe	8
1.2.1 Cas particulier de deux composantes	8
1.2.2 Cas général	10
1.2.3 Limites de validité de la notion de vitesse de groupe	11
1.2.4 Conclusion	12
1.3. Vitesse de signal	12
1.4. Conclusion	17
<u>CHAPITRE II - DIFFERENTES ONDES ELASTIQUES DE SURFACE</u>	18
2.1. Ondes élastiques de surface en milieux isotropes	18
2.1.1 Ondes de Rayleigh	18
2.1.2 Ondes de Stoneley	20
2.1.3 Ondes de Lamb	20
2.1.4 Ondes de Love	22
2.2. Ondes élastiques de surface en milieux anisotropes, non piézoélectriques	23
2.3. Ondes élastiques de surface en milieux piézoélectriques .	24
2.3.1 Généralités	24
2.3.2 Ondes de surface électroacoustiques	25
2.4. Conclusion	26
<u>CHAPITRE III - METHODES DE MESURE ABSOLUE DE LA VITESSE DES</u> <u>ONDES ACOUSTIQUES</u>	28
3.1. Principaux dispositifs de mesure décrits dans la littérature	28
3.1.1 Détermination de la vitesse de phase à partir des caractéristiques géométriques du transducteur émetteur	29

3.1.2 Détermination de la vitesse à partir de la mesure d'un déphasage	29
3.1.3 Détermination de la vitesse à partir de la mesure du temps de propagation du signal	30
3.1.4 Détermination de la vitesse à partir d'une détection optique des ondes de surface	30
3.1.4.1 Utilisation directe de la diffraction de la lumière	30
3.1.4.2 Autres méthodes optiques	32
3.1.5 Conclusion	32
3.2. Mesures absolues de vitesse effectuées au laboratoire ...	33
3.2.1 Détermination de la vitesse à partir de la mesure du temps et de la distance de propagation	33
3.2.2 Calcul de la vitesse absolue à partir d'une mesure de fréquence et de distance	38
3.2.3 Détermination de la vitesse à partir d'une mesure de variation de phase et de fréquence	41
3.3. Conclusion	42
 <u>CHAPITRE IV - METHODES DE BOUCLAGE : MESURES DE LA VARIATION DE VITESSE ET DE L'ATTENUATION D'UNE ONDE DE SURFACE ..</u>	 43
4.1. Méthodes proposées par divers auteurs n'utilisant pas de procédé de bouclage	43
4.1.1 Méthode de D.P. Morgan et E.A. Ash	43
4.1.2 Méthode de Schulz, Matsinger et Holland	44
4.1.3 Méthode de G. Cambon	47
4.2. Réalisation de divers bancs de mesure utilisant la méthode de bouclage	50
4.2.1 Principe de la méthode	50
4.2.2 Systèmes travaillant en impulsions	51
4.2.2.1 Remarques préliminaires	51
4.2.2.2 Eléments de base et précision théorique ..	51
4.2.2.3 Première réalisation et position du problème fondamental	53

4.2.2.4	Banc de mesure à retard artificiel inséré dans la boucle	55
4.2.2.5	Banc de mesure par synchronisation de la porteuse	56
	a) Dispositif expérimental d'étude	58
	b) Réalisation du banc définitif	61
	c) Résultats expérimentaux	64
4.2.2.6	Comparaison des deux méthodes de bouclage par impulsions	64
4.2.3	Banc de mesure utilisant des ondes entretenues ...	65
4.2.3.1	Théorie	65
	1. Cas d'un milieu non dispersif	67
	2. Cas d'un milieu dispersif	69
4.2.3.2	Réalisation	72
	1. Sans adapter les transducteurs (Matériel A)	72
	2. En adaptant les transducteurs (Matériel B)	73
4.2.3.3	Conclusion	75
<u>CHAPITRE V - UTILISATION DES BANCS DE MESURE A QUELQUES DETERMINATIONS DE VARIATION DE VITESSE</u>		81
5.1.	Banc de mesure basé sur le bouclage en impulsions	81
5.2.	Banc de mesure basé sur le bouclage en ondes entretenues	84
5.2.1	Sans adapter les transducteurs (Matériel A)	85
5.2.2	En adaptant les transducteurs et en plaçant le quartz à la pression atmosphérique (Matériel B) ...	85
5.2.3	En adaptant les transducteurs et en plaçant le quartz sous vide (Matériel B)	88
5.3.	Conclusion	90

<u>Tableau comparatif des différents dispositifs de mesure de variation de vitesse d'ondes de surface</u>	92
<u>CONCLUSION</u>	94
<u>ANNEXE A</u> - Brefs rappels sur les transducteurs d'ondes de surface	97
<u>ANNEXE B</u> - Etude bibliographique des méthodes de mesure absolue de vitesse	104
<u>ANNEXE C</u> - Emission et réception des ondes de Rayleigh par peignes : étude de la forme des signaux	120
<u>ANNEXE D</u> - Détermination de la distance de propagation intro- duite dans la méthode de bouclage en ondes entre- tenues	134

INTRODUCTION

La propagation d'ondes acoustiques dans un matériau est un moyen privilégié souvent utilisé pour connaître les propriétés élastiques de celui-ci. La connaissance de leur vitesse permet la détermination des constantes élastiques tandis que l'atténuation donne des renseignements sur la structure.

Toute variation de ces constantes en fonction de divers paramètres physiques produit des faibles variations sur la vitesse de propagation des ondes. On conçoit aisément que de telles perturbations seront plus faciles à produire en surface qu'en volume. Afin de tenter de déceler ces variations, il est nécessaire de pouvoir mesurer la vitesse avec beaucoup de précision (10^{-6}) ou encore, autour d'une valeur moyenne de la vitesse connue à 10^{-3} près par exemple, d'être capable de détecter des variations de vitesse de 10^{-6} .

Dans l'état actuel de la technologie, la première méthode s'avère impossible. Il faut donc se rabattre nécessairement sur la seconde.

Par ailleurs, l'obtention de cette précision devrait permettre de connaître et surtout de suivre l'évolution d'un état de surface en fonction de divers paramètres. C'est en vue d'applications industrielles et de mesures physiques (études de fissuration, effet de traitement sur l'état de surface, de dépôt de couches minces, adsorption de gaz...) que la mise au point de cette technique de mesures a été entreprise.

Les méthodes de mesures de variation de vitesse que l'on trouve dans de rares publications ne fournissent pas les sensibilités cherchées, car elles n'utilisent pas de méthode de bouclage. C'est grâce à cette dernière méthode que nous avons pu mettre en évidence des variations relatives de vitesse de quelques 10^{-5} à quelques 10^{-7} selon les variantes utilisées.

De plus, l'une de nos réalisations permet de déceler des variations d'atténuation de propagation de $5 \cdot 10^{-3}$ dB.

Bien qu'il puisse sembler superflu de revenir sur les notions des divers types de vitesse introduits dans la théorie du signal, vu la divergence des auteurs, il nous a paru bon de préciser les définitions choisies et d'insister sur les limites qu'elles impliquent.

Le second chapitre traite les divers types d'ondes de surface compatibles avec les différents milieux de propagation. Cela montre que nos méthodes sont généralisables à toutes ces ondes bien qu'elles n'aient été appliquées ici qu'aux ondes de Rayleigh.

Une brève synthèse bibliographique relative aux mesures absolues de vitesse justifie l'impossibilité actuelle d'atteindre des précisions supérieures à 10^{-3} .

Toute mesure de variation relative suppose connue la valeur absolue de départ. Malgré l'existence de tables, il nous a été expressément demandé d'adapter certaines de ces méthodes à nos conditions de travail.

Au quatrième chapitre, nous présenterons en détail les diverses méthodes de mesures de variation de vitesse par bouclage ; elles conduisent à la réalisation de deux bancs de mesure qui atteignent les sensibilités précitées.

Avant de conclure, un dernier chapitre relatera les utilisations faites de ces deux matériels ; cela nous permettra de contrôler les qualités et les limites de chacun de ces appareils.

CHAPITRE 1

DIFFERENTS TYPES DE VITESSE INTRODUITS DANS LA THEORIE DU SIGNAL

En faisant une étude bibliographique des différents dispositifs de mesure de la vitesse des ondes de surface, nous nous sommes aperçu que le terme "vitesse de propagation" est bien souvent utilisé sans préciser s'il s'agit d'une mesure de vitesse de phase, de groupe, ou de signal.

Il est vrai que, si la notion de vitesse de phase se définit très facilement, celle de vitesse de groupe devient vague dès que le milieu est très dispersif ou absorbant. C'est pourquoi, pour éviter toute ambiguïté, nous avons tenu à rappeler brièvement la signification de ces différents types de vitesse.

Les rappels succincts reproduits ici sont tirés des ouvrages de L.Brillouin [1], R.Gabillard [2] et P.F.Panter [3]. Pour plus de détails, on pourra s'y reporter.

1.1. Vitesse de phase.

Une onde monochromatique de la forme

$$u = A \exp [j(\omega t - kx)] \text{ avec } \omega = \text{pulsation}$$

$k = \text{nombre d'ondes}$

$x = \text{distance de propagation}$

conserve sa phase $(\omega t - kx)$ constante si $v_{\varphi} = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k}$. Cette quantité v_{φ} s'appelle vitesse de phase.

Si cette vitesse est indépendante de la fréquence, (milieu non dispersif), un signal de forme quelconque, pouvant présenter un spectre de Fourier riche en fréquences diverses, se propagera sans se déformer. Dans ce cas, la vitesse d'un des points du signal se confond avec cette vitesse de phase ainsi qu'avec la vitesse de propagation de l'énergie.

Au contraire, dans un milieu dispersif, c'est-à-dire dans un milieu où $v_\varphi = f(\omega)$, la situation est différente. Le signal, s'il est composé de plusieurs fréquences, se déforme en se propageant ; caractériser le signal par un point de celui-ci perd, alors, toute signification. La vitesse de phase, tout en conservant son sens, ne s'identifie plus à la vitesse de propagation de l'énergie.

1.2. Vitesse de groupe.

Si on envoie un train d'ondes limité dans le temps, l'analyse de Fourier montre qu'il est équivalent à la somme d'ondes sinusoïdales où toutes les fréquences sont représentées avec des amplitudes et des phases définies. On peut donc, en général, le décomposer en un spectre de fréquences, comprenant un certain nombre de raies, chacune de ces raies étant une onde monochromatique. L'ensemble de ces raies constitue ce que l'on appelle "un groupe d'ondes". Ce groupe occupe dans l'échelle des fréquences une bande d'autant plus grande que la largeur des signaux est plus faible.

Chacune des composantes du groupe d'ondes sera donnée (dans le cas d'une propagation par ondes planes) par une expression du type :

$$u_i = A_i e^{j(\omega_i t - k_i x)}$$

1.2.1 Cas particulier de deux composantes.

Le groupe d'ondes le plus simple est celui qui ne comprend que deux composantes. On donne alors à i les valeurs 1 et 2 et l'onde résultante est :

$$u = u_1 + u_2$$

Nous poserons :

$$f_1 = f_0 - \Delta f$$

$$f_2 = f_0 + \Delta f$$

$$\omega_1 = \omega_0 - \Delta\omega$$

$$\omega_2 = \omega_0 + \Delta\omega$$

$$k_1 = k_0 - \Delta k$$

$$k_2 = k_0 + \Delta k$$

et pour simplifier :

$$a_1 = a_2 = a_0$$

.../...

f_0 et k_0 sont les valeurs moyennes de la fréquence et du nombre d'onde des deux composantes. L'encombrement en fréquence de ce groupe d'ondes est : $2 \Delta f$.

L'onde résultante devient :

$$u = a_0 e^{j(\omega_1 t - k_1 x)} + a_0 e^{j(\omega_2 t - k_2 x)}$$

ce qui peut encore s'écrire :

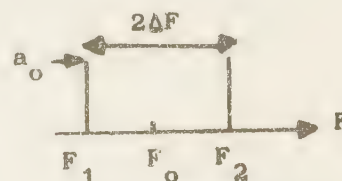
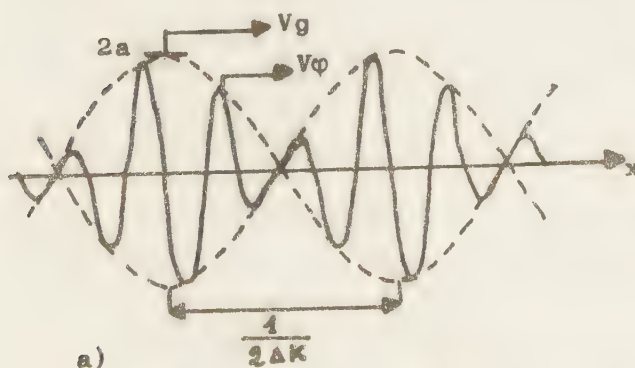
$$u = 2 a_0 \cos(\Delta \omega t - \Delta k x) \cdot e^{j(\omega_0 t - k_0 x)}$$

On obtient ainsi l'expression d'une onde porteuse de fréquence f_0 dont l'amplitude :

$$A = 2 a_0 \cos(\Delta \omega t - \Delta k x)$$

est modulée à 100% à la fréquence Δf .

La figure 1.1. montre la représentation instantanée de cette onde prise à un instant t_0 .



b) Spectre

Figure 1.1.

Cette onde présente toute une série de battements (enveloppe des oscillations de l'onde porteuse dont chacune occupe le long de l'axe ox , un espace $\Delta x = \frac{1}{2\Delta k}$).

Ceci définit une longueur d'onde Λ des battements et leur vitesse de propagation v_g telles que :

$$\frac{2\pi}{\Lambda} = \Delta k \quad \text{et} \quad v_g = \frac{\Delta \omega}{\Delta k}$$

.../...

v_g est la vitesse du groupe d'ondes ou plus simplement la vitesse de groupe,

A la limite, lorsque les composantes du groupe d'ondes sont très rapprochées dans l'échelle des fréquences, on a :

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$$

Généralisons ce résultat, en considérant le cas où le groupe d'ondes n'est plus limité à deux ondes.

1.2.2 Cas général.

Les systèmes de transmission du signal ne laissent toujours passer qu'une certaine bande de fréquences. La forme générale du paquet d'ondes résultant sera alors donnée par :

$$\Psi(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(k) e^{j[kx - \omega t + \alpha(k)]} dk$$

dans laquelle les amplitudes ne seront significatives qu'autour d'une pulsation ω_0 correspondant au vecteur d'onde k_0 . On appellera vitesse de groupe la vitesse du centre du paquet d'ondes, c'est-à-dire celle du point où l'amplitude $|\Psi(x, t)|$ est maximale.

Pour que cette intégrale prenne des valeurs notables, il faut que $\varphi = (kx - \omega t + \alpha)$ varie très peu dans le domaine où $A(k)$ prend des valeurs notables. Cela aura lieu si :

$$\left(\frac{d\varphi}{dk} \right)_{k_0} = 0 \quad \text{donc} \quad x - t \frac{d\omega}{dk} + \frac{d\alpha}{dk} = 0$$

Le centre du paquet d'ondes est donc animé d'une vitesse $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ dite vitesse de groupe.

Si le milieu n'est pas dispersif, les vitesses de groupe et de phase sont confondues.

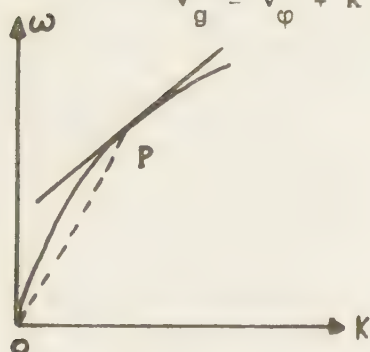
$$\omega = kv_\varphi \quad \text{et} \quad v_g = \frac{d\omega}{dk} = v = v_\varphi$$

.../...

Si le milieu est dispersif : $v_{\varphi} = f(k)$; en dérivant

$$\omega = kv_{\varphi}$$

$$v_g = v_{\varphi} + k \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial k} = v_{\varphi} + \frac{\partial \omega}{\partial k}$$



Si on trace la courbe de dispersion du système $\omega = f(k)$, la pente de la droite OP donne la vitesse de phase v_{φ} alors que la pente de la tangente au point P donne la vitesse de groupe v_g .

Figure 1.2

1.2.3 Limites de validité de la notion de vitesse de groupe.

La vitesse de groupe ne possède de signification que si l'enveloppe des oscillations de l'onde porteuse se déplace sans se déformer le long de l'axe ox. En effet, s'il n'en est pas ainsi, la modulation est altérée et l'information se perd progressivement au cours de la propagation jusqu'à devenir inintelligible.

On distingue deux cas importants dans lesquels la modulation d'une onde porteuse est transmise sans déformation :

a) Cas des milieux non dispersifs.

Pour ces milieux, la relation entre la fréquence et le nombre d'onde est linéaire et la courbe du diagramme de dispersion est une droite.

Toutes les composantes des groupes d'ondes se propagent alors à la même vitesse, indépendante de leur fréquence, et l'enveloppe du groupe n'a aucune possibilité de se déformer.

b) Cas d'un milieu dispersif mais non absorbant.

On peut en effet montrer que dans un tel milieu, un groupe d'ondes formé d'un nombre fini de composantes ou à la limite un signal à spectre fini se propage sans déformation à la vitesse v_g donnée par l'expression $\frac{\partial \omega}{\partial k}$.

.../...

Il faut encore que l'étendue du spectre de fréquences du groupe d'ondes soit suffisamment petite pour que l'on puisse linéariser la partie de la courbe de dispersion comprise entre les deux pulsations extrêmes du spectre.

1.2.4 Conclusion.

La vitesse de groupe ou vitesse de déplacement du maximum du "groupe d'ondes", correspond à la vitesse de propagation de l'énergie, si les conditions restrictives indiquées au paragraphe précédent sont remplies. Sinon, il nous faut définir un nouveau type de vitesse : la vitesse de signal.

1.3. Vitesse de signal.

Le problème du transport d'énergie peut être abordé différemment, en observant comment un signal bien défini se propage dans un milieu matériel.

Nous définissons un signal comme étant une succession de petites ondes brèves et isolées, tel que le système soit au repos avant que le signal soit arrivé et après qu'il soit passé. Par définition, le signal sera court devant le temps de propagation.

Il faut encore distinguer entre la vitesse du front et la vitesse propre du signal. La vitesse du front correspondra à la vitesse à laquelle les premières vibrations très petites (et peut-être indétectables) surviendront, tandis que la vitesse du signal est fixée par l'arrivée du signal principal, dont l'amplitude est de l'ordre du signal d'entrée.

Cette notion de vitesse de signal est très ambiguë puisqu'elle dépend de la sensibilité du système de détection. S'il est très sensible, celui-ci permettra de capter les premières oscillations et l'on déterminera une vitesse de propagation très grande qui sera celle des avant-coureurs. Mais, si sa sensibilité est réduite au quart ou à la moitié de l'intensité du signal reçu, on mesurera une "certaine vitesse", que l'on appelle vitesse de signal.

.../...

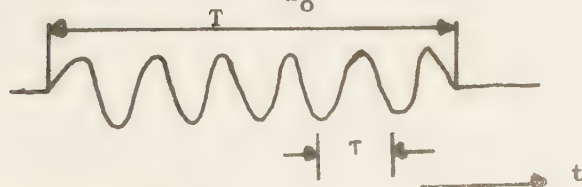
Le signal peut être représenté par une intégrale de Fourier, c'est-à-dire par une somme d'oscillations de durée infinie. Pour chaque terme de cette somme, il y a une vitesse de phase connue correspondant à sa fréquence. La forme de l'onde, après s'être déplacée d'une distance x , est alors donnée par une autre intégrale de Fourier.

La difficulté principale réside dans le regroupement des différentes composantes, à cause des rotations de phase subies par les ondes, lors de leur propagation.

Procédons à l'analyse de Fourier du signal représenté par la figure (1.3), c'est-à-dire, par la fonction :

$$f(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ \sin \omega_0 t & 0 < t < T \\ 0 & t > T \end{cases}$$

$$\text{avec } T = N\tau = \frac{2N\pi}{\omega_0}$$



Signal émis à $x = 0$

Figure 1.3.

$$f(t) = \int_0^{\infty} (C_{\omega} \cos \omega t + S_{\omega} \sin \omega t) d\omega$$

$$\text{avec } C_{\omega} = \frac{1}{\pi} \int_0^T \sin \omega_0 t \cos \omega t dt$$

$$\text{et } S_{\omega} = \frac{1}{\pi} \int_0^T \sin \omega_0 t \sin \omega t dt$$

Ces coefficients, une fois calculés, donnent :

.../...

$$C_{\omega} = + \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1}{\omega - \omega_0} - \frac{1}{\omega + \omega_0} \right] (\cos \omega T - 1)$$

$$S_{\omega} = + \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1}{\omega - \omega_0} - \frac{1}{\omega + \omega_0} \right] \sin \omega T$$

et

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \left(\frac{1}{\omega - \omega_0} - \frac{1}{\omega + \omega_0} \right) [\cos \omega(t-T) - \cos \omega t] d\omega$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} [\cos \omega(t-T) - \cos \omega t] \frac{d\omega}{\omega - \omega_0}$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{+\infty} (e^{j\omega(t-T)} - e^{j\omega t}) \frac{d\omega}{\omega - \omega_0} \quad (1.1)$$

Le signal est ainsi analysé en une somme d'ondes infiniment longues. L'onde, de fréquence ω , a une intensité :

$$I = C_{\omega}^2 + S_{\omega}^2 = \left(\frac{2\omega_0}{\pi} \cdot \frac{\sin \frac{\omega T}{2}}{\omega - \omega_0} \right)^2, \text{ avec } T = \frac{2N\pi}{\omega_0} \quad (1.2)$$

La figure 1.4 représente la courbe $I = f(\omega)$ autour de $\omega = \omega_0$

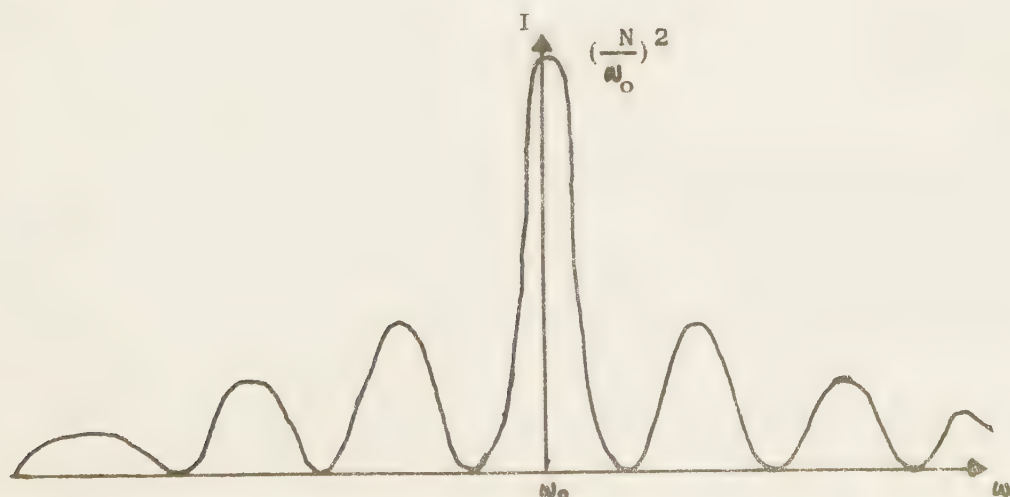


Figure 1.4

Les courbes 1,2,3 de la figure 1.5, montrent comment l'enveloppe de la courbe réagit à une augmentation du temps $T = N\tau$ du signal.

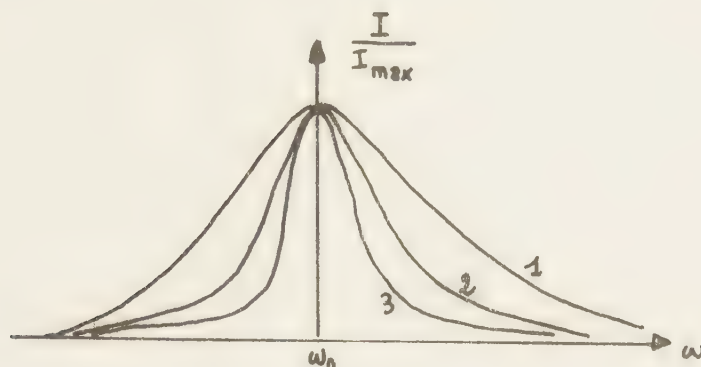


Figure 1.5

A ce point des calculs, le spectre s'étend à travers toutes les fréquences, de zéro à l'infini, mais, il a un maximum bien défini à $\omega = \omega_0$. En tenant compte seulement d'une bande de fréquences autour de ω_0 et en négligeant l'influence des autres composantes, la forme du signal ne changera pas beaucoup ; par contre, les extrémités du signal perdront leur caractère bien défini et s'estomperont légèrement.

Chaque onde ω se propage avec sa vitesse de phase $v_\varphi(\omega)$ et l'intégrale (1.1) devient :

$$f(x,t) = \frac{1}{2\pi} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ e^{j\omega(t-T-x/v_\varphi)} - e^{j\omega(t-x/v_\varphi)} \right\} \frac{d\omega}{\omega - \omega_0} \quad (1.3)$$

En supposant une propagation sans absorption, (c'est-à-dire le cas où v_φ reste toujours réelle), les ondes dont les fréquences sont proches de ω_0 gardent une amplitude beaucoup plus grande que toutes les autres. Pour ces ondes, la seconde exponentielle dans l'équation (1.3) peut être développée au 1er ordre :

$$\omega \left(t - \frac{x}{v_\varphi} \right) = \omega_0 \left(t - \frac{x}{v_{\varphi_0}} \right) + \left(t - \frac{x}{v_{\varphi_0}} \right) (\omega - \omega_0)$$

car :

$$\frac{1}{v_g} = \frac{\partial(\omega/v_\varphi)}{\partial\omega}$$

.../...

La première exponentielle peut aussi être développée :
l'équation (1.4) est alors obtenue :

$$\frac{1}{2\pi} R_0 \cdot e^{j\omega_0(t-x/v_{go})} \int_{\omega_0-\eta}^{\omega_0+\eta} \left[e^{j(\omega-\omega_0)(t-T-x/v_{go})} - e^{j(\omega-\omega_0)(t-x/v_{go})} \right] \frac{d\omega}{\omega-\omega_0} \quad (1.4)$$

Celle-ci pourra alors être comparée à l'équation (1.1) écrite d'une manière analogue.

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} R_0 \cdot e^{j\omega_0 t} \int_{\omega_0-\eta}^{\omega_0+\eta} \left[e^{j(\omega-\omega_0)(t-T)} - e^{j(\omega-\omega_0)t} \right] \frac{d\omega}{\omega-\omega_0} \quad (1.5)$$

L'intégrale (1.5) est identique à l'équation (1.1), dont on a supprimé les fréquences très différentes de ω_0 . Elle représente un signal commençant progressivement à $t = 0$ et se terminant à $t = T$ alors que l'équation (1.1) correspond à un signal à fronts raides.

De même, l'intégrale (1.4) représente le même signal commençant graduellement à $t = \frac{x}{v_{go}}$ et se terminant à $t = (T + \frac{x}{v_{go}})$.

La partie principale du signal arrive ainsi à une distance x , avec une amplitude notable au temps $t = \frac{x}{v_{go}}$ et disparaît à $(T + \frac{x}{v_{go}})$; le front et la fin du signal se propagent donc avec la vitesse de groupe v_{go} .

Ainsi, si on mesure la vitesse de propagation du front d'onde du signal, on atteint la vitesse de groupe. Cependant, à cause de la dispersion, le signal peut être déformé et, dans ce cas, les fronts de montée et de descente du signal ne sont plus raides, comme au point de départ ; la détermination de l'instant d'arrivée du signal devient imprécise.

.../...

REMARQUE.

Il faut noter que dans l'équation (1.4) se trouve un terme exponentiel dont l'argument $j\omega (t - x/v_{\varphi 0})$ fait apparaître la vitesse de phase de la fréquence centrale, donc de la porteuse.

1.4. Conclusion.

En résumé, nous pouvons dire que si le milieu de propagation n'est pas dispersif, la mesure de la vitesse de propagation des ondes ne pose aucun problème puisque la vitesse de phase est égale à la vitesse de groupe.

Si le milieu est très dispersif, mais avec un spectre en fréquence du signal étroit, le signal se propagera avec la vitesse de groupe ; la mesure de la vitesse de groupe sera possible car, le signal n'étant pas déformé, la vitesse du maximum du paquet d'ondes coïncidera avec celle de tout le paquet.

Enfin, si le signal est fortement déformé, soit parce que le milieu est absorbant ou très dispersif, soit parce que le signal est très étroit dans le temps, (son spectre en fréquence est donc très large), la vitesse de propagation mesurée sera une vitesse de signal.

Si la déformation est due uniquement à une dispersion sans absorption, la vitesse du front d'onde nous fournit la vitesse de groupe (Cf. § 1.3). Mais il faut remarquer que cette mesure est très délicate car il est toujours très difficile de déterminer avec précision le front d'onde.

CHAPITRE II

DIFFERENTES ONDES ELASTIQUES DE SURFACE

Les notions de vitesse précédemment décrites sont valables de façon tout à fait générale pour n'importe quel type d'ondes. Elles s'appliquent donc aux ondes élastiques de surface.

Celles-ci sont définies comme étant des ondes mécaniques se propageant à la surface d'un matériau et dont la profondeur de pénétration est très faible (de quelques longueurs d'ondes acoustiques à quelques centaines). Par surface, on entend soit la limite entre un corps semi-infini et le vide, soit l'interface entre deux corps semi-infinis, soit celle entre la surface d'un corps recouvert d'une couche.

Plusieurs types d'ondes de surface respectent cette définition : ondes de Rayleigh, de Stoneley, de Love, de Bleustein-Gulyayev, pour ne citer que les principales. Nous rappellerons dans ce chapitre leur propriétés dans les milieux isotropes, anisotropes et piézoélectriques.

2.1. Ondes élastiques de surface en milieux isotropes.

2.1.1 Ondes de Rayleigh (Fig. 2.3a)

Soit un demi espace occupant la région $z > 0$ (Cf. Fig. 2.1) la direction de propagation de l'onde coïncide avec l'axe x .

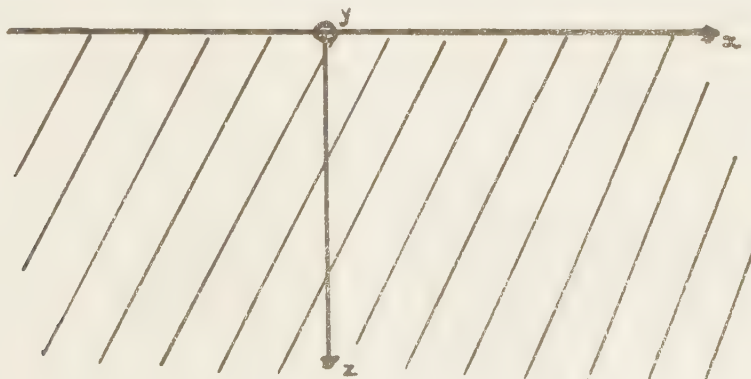


Figure 2.1

Les équations décrivant l'onde de Rayleigh montrent qu'elle comporte deux ondes inhomogènes, l'une longitudinale et l'autre transversale [4]. Les composantes se propagent le long de la surface avec des vitesses identiques et s'atténuent avec la profondeur, suivant les lois $\exp(-z \sqrt{k_R^2 - k_1^2})$ (mode longitudinal) et $\exp(-z \sqrt{k_R^2 - k_t^2})$ (mode transversal) où k_R , k_1 , k_t sont les nombres d'ondes correspondant au mode de Rayleigh, aux modes longitudinal et transversal de volume).

Lord Rayleigh démontra que le mouvement des particules à la surface est un mouvement elliptique droit ; les demi-grands axes des ellipses sont perpendiculaires à la surface, tandis que les demi-petits axes sont parallèles à la direction de propagation de l'onde. L'excentricité des ellipses dépend de la distance à la surface et du coefficient de Poisson du milieu élastique.

La pulsation de l'onde de Rayleigh peut s'écrire :

$$\omega_R = C_R k_R \quad \text{avec} \quad C_R = C_t \xi$$

où C_t désigne la vitesse de propagation de l'onde transverse de volume et ξ est donné par la solution réelle et positive de l'équation bicubique :

$$\xi^6 - 8 \xi^4 + 8 \xi^2 \left(3 - 2 \frac{C_t^2}{C_1^2}\right) - 16 \left(1 - \frac{C_t^2}{C_1^2}\right) = 0$$

$$\text{avec} \quad \frac{C_t}{C_1} = \left(\frac{1 - 2\sigma}{2 - 2\sigma}\right)^{1/2}$$

où σ est le coefficient de Poisson,

C_1 , C_t , les vitesses de phase des composantes longitudinales et transversales de l'onde.

La vitesse de l'onde de Rayleigh est donnée avec une erreur maximale de 0,5% par la simple approximation :

$$C_R = C_t \frac{(0,87 + 1,12 \sigma)}{1 + \sigma}$$

.../...

Notons enfin que la vitesse de l'onde de Rayleigh est indépendante de la fréquence et de la direction de propagation.

2.1.2 Ondes de Stoneley [5]

Lors de ses travaux concernant la propagation d'une onde sur une couche superficielle, Love [6] constata la possibilité de propagation d'une onde de Rayleigh modifiée à l'interface des deux corps si les longueurs d'onde sont très courtes vis-à-vis de l'épaisseur de la couche et si les vitesses de propagation des ondes transversales C_t et C'_t dans le substrat et dans la couche ne sont pas trop différentes.

Plus tard, Stoneley [7] étudia ces ondes de Rayleigh généralisées (on les appelle depuis "ondes de Stoneley"). En supposant une solution de la forme $U_1, V_1, W_1 \exp [j k (Ct - x)]$ où U_1, V_1, W_1 sont des fonctions de z tendant vers zéro pour z croissant, Stoneley obtint une équation analogue à celle de Rayleigh.

Cette équation, résolue par Koppe [8], montra que la vitesse des ondes de surface à l'interface de deux milieux semi infinis est comprise entre la vitesse des ondes de Rayleigh et la vitesse la plus faible des ondes transversales de volume. D'autre part, lui et d'autres auteurs [8,9,10,11,12] établirent que l'existence de ces ondes dépend des relations entre les paramètres élastiques et géométriques des deux milieux.

2.1.3 Ondes de Lamb.

L'étude des ondes se propageant à l'interface d'une couche et d'un substrat, introduit souvent la notion d'onde de Lamb.

En fait, celles-ci ne répondent pas rigoureusement à la définition des ondes de surface mais correspondent à des vibrations en épaisseur d'une lame ou d'une couche mince. Les perturbations élastiques, qui en résultent, apparaissent sur chaque face de la lame ; les déplacements surviennent, à la fois, dans la direction de propagation de l'onde et dans celle perpendiculaire au plan de la lame.

.../...

Considérons une lame d'épaisseur $2d$, symétrique par rapport au plan $z = 0$ (Cf. Fig. 2.2)

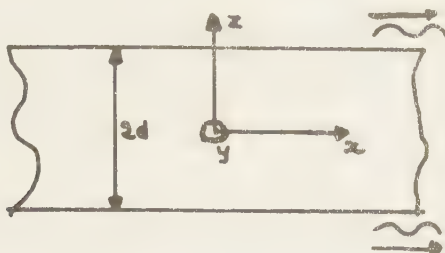


Figure 2.2.

Deux groupes d'ondes, satisfaisant aux équations de mouvement et aux conditions limites, peuvent se propager dans la lame, indépendamment l'un de l'autre.

Le premier correspond à un mouvement symétrique par rapport au plan $z = 0$. Si on appelle U et W les composantes des déplacements respectivement le long des axes x et z , nous pouvons dire que les déplacements U sur les faces haute et basse de la lame sont de même signe, tandis que les déplacements W sont de signes opposés (Cf. Fig. 2.3).

Le second groupe décrit des ondes dont le mouvement est antisymétrique par rapport au plan $z = 0$ (c'est-à-dire que les composantes U sont de signes opposés et les composantes W de même signe).

Dans une lame donnée et à une pulsation ω , il existe une suite discrète de modes symétriques et antisymétriques d'ondes de Lamb, de la même façon que pour des ondes électromagnétiques dans un guide. A chaque mode, correspond une vitesse de phase et de groupe différente ; pour un mode donné, la vitesse de phase est fonction de la fréquence ; les ondes de Lamb sont donc dispersives.

Les travaux sur ce type d'onde ont été menés par Rayleigh [13], Lamb [14], Prescott [15], Gogoladze [16] et Sâto [17]

.../...

2.1.4 Ondes de Love (Fig. 2.3(d))

Pour expliquer, lors des secousses telluriques, la propagation de vibrations transversales, Love démontra la possibilité de propagation de telles vibrations, par réflexions totales multiples dans la couche superficielle d'un substrat [6].

Quand on considère la propagation d'ondes à la surface d'un matériau recouvert d'une couche, plusieurs sortes d'ondes, ayant les composantes de déplacement confinées au voisinage de la surface d'un substrat, sont possibles ; leurs vitesses de phase sont toutes fonction de la fréquence.

En effet, si la fréquence de l'onde est basse, la longueur d'onde est grande devant l'épaisseur de la couche et pratiquement toute l'énergie de l'onde est contenue dans le substrat ; la vitesse C de l'onde est donc voisine de la vitesse de l'onde transverse de volume dans le substrat. Au contraire, pour les fréquences élevées, la longueur d'onde est petite devant l'épaisseur de la couche et toute l'énergie est pratiquement contenue dans la couche ; la vitesse C est alors voisine de celle de l'onde transverse de volume dans la couche. Pour des fréquences intermédiaires, la vitesse C est comprise entre ces deux valeurs.

Parmi ces ondes, l'un des modes, appelé onde de Love, a sa composante de déplacement, parallèle à la surface, perpendiculaire à la direction de propagation. Cette onde n'existe que si la vitesse de l'onde transverse de volume dans la couche est plus petite que celle dans le substrat.

Il existe d'autres modes dans lesquels les déplacements des particules ont des composantes parallèles à la direction de propagation et normales à la surface. Ces modes ont des caractéristiques communes avec, à la fois, les ondes de Lamb et celles de Rayleigh.

Les études sur ce type d'ondes se propageant à l'interface d'un substrat et d'une couche mince sont nombreuses, comme le montre la bibliographie référencée de 18 à 27 et 12.

REMARQUE. Nous ne parlerons pas des autres ondes de surface dans les milieux isotropes car celles-ci correspondent à des cas très particuliers de propagation, par exemple, propagation à la surface d'un solide incurvé ou à l'interface d'un solide et d'un liquide.

Examinons maintenant les différences introduites par un milieu anisotrope.

2.2. Ondes élastiques de surface en milieux anisotropes, non piézo-électriques

Les différents types d'ondes étudiés au paragraphe précédent peuvent aussi se propager dans un milieu anisotrope, mais il faut faire remarquer les points suivants :

- a) Si le plan sagittal n'est pas un plan de symétrie, le mouvement des particules peut comporter trois composantes orthogonales au lieu de deux,
- b) la vitesse des ondes de surface dépend de la direction de propagation comme pour les ondes de volume. Les matériaux isotropes transversalement sont une exception importante à cette situation. La vitesse de propagation est indépendante de la direction dans un plan où l'isotropie transverse est obtenue : ceci est le cas dans les plans normaux à l'axe hexagonal dans les cristaux de classe hexagonal (CdS, ZnO) et dans ceux normaux à la direction de l'axe polaire des céramiques ferro-électriques,
- c) Il est possible de trouver une décroissance oscillante des composantes de déplacement des particules en fonction de la profondeur.
- d) Sur certaines substances anisotropiques (quartz (plan $x y$), cuivre (plan 001), ... etc), il existe un mode d'ondes de surface dont la vitesse est supérieure à la plus faible vitesse des ondes transverses de volume dans la même direction ; ces ondes sont appelées "pseudo-ondes de surface". Elles sont constituées de trois composantes dont deux s'atténuent rapidement en profondeur tandis que la troisième correspond à une onde de volume rayonnant de l'énergie dans le solide et atténuant la propagation en surface.

.../...

Souvent, selon le choix des cristaux et le plan de propagation, la contribution du terme de volume sur une gamme de directions est assez petite pour que l'énergie reste concentrée à quelques longueurs d'ondes de la surface et se déplace parallèlement à celle-ci, comme pour les ondes élastiques de surface classiques. De plus, dans certaines directions spécifiques, la composante de volume disparaît complètement et la "pseudo-onde de surface" retrouve toutes les propriétés d'une onde de Rayleigh classique.

Ces "pseudo-ondes de surface" sont encore appelées "ondes de fuite". Une étude exhaustive en a été faite par T.C. Lim et G.W. Farnell [28].

- e) Dans bien des directions, le vecteur déplacement et la direction de propagation de l'énergie ne sont pas colinéaires : effet bien connu pour les ondes de volume. Ce non parallélisme des vecteurs vitesse de phase et de groupe est d'une importance considérable dans le choix des orientations du cristal pour réaliser des circuits à ondes de surface : l'énergie excitée en un point, doit arriver sur le transducteur récepteur. Les directions dites de mode pure sont celles pour lesquelles ces deux vecteurs vitesse restent parallèles.

2.3. Ondes élastiques de surface dans les milieux piézoélectriques.

2.3.1 Généralités.

Dans le cas d'un milieu piézoélectrique, aux conditions limites dues à la contrainte, il faut ajouter les conditions limites électromagnétiques. Ces dernières se réduisent ici à la continuité du champ électrique tangentiel et de la composante normale du déplacement électrique en surface, puisque dans les matériaux piézoélectriques, on peut utiliser des équations "quasi-électrostatiques" (quantités magnétiques négligeables), les vitesses des ondes élastiques étant très inférieures à celles des ondes électromagnétiques.

Compte-tenu de ces hypothèses, les résultats suivants ont été démontrés :

.../...

- 1) L'onde de surface se propageant dans un milieu piézoélectrique est accompagnée à l'intérieur et à l'extérieur du solide de la propagation d'un champ électrique.
- 2) La vitesse de l'onde de surface calculée est plus grande, en tenant compte de la piézoélectricité qu'en la négligeant.
- 3) L'inclusion de la piézoélectricité peut changer la nature algébrique des constantes d'amortissement en profondeur ; l'amplitude du déplacement en fonction de la distance à la surface peut, de ce fait, devenir une fonction oscillante. Ce phénomène de décroissance oscillante peut être provoqué par la piézoélectricité ou par l'anisotropie (Cf. § 2.2c).
- 4) La vitesse de l'onde dépend maintenant des propriétés piézoélectriques, diélectriques et élastiques du matériau. L'influence de la température sur la vitesse est alors aussi fonction de l'influence de la température sur ces propriétés.
- 5) Dans les solides piézoélectriques (ou électriquement conducteurs ou magnétoélastiques), des ondes de surface électroacoustiques peuvent se propager ; nous détaillons leurs propriétés dans le paragraphe suivant.

2.3.2 Ondes de surface électroacoustiques.

Bleustein [29] et Gulyaev [30], montrèrent qu'un nouveau type d'ondes de surface, n'ayant aucun équivalent dans un matériau purement élastique, peut se propager à la surface de certains matériaux piézoélectriques, (diélectriques ou semi-conducteurs), ou matériaux conducteurs.

Les conditions limites sur la surface sont satisfaites par la présence d'un champ électromagnétique longitudinal et transverse dans une telle onde. Ces champs sont reliés au pur effet piézoélectrique (dans les diélectriques piézoélectriques) ou à la redistribution des électrons libres et à la production de charges de volume, qui résultent d'une interaction électrons-phonons par l'effet piézoélectrique ou le potentiel de déformation (dans les conducteurs). Puisque ces ondes de surface sont dues à l'interaction des champs électriques avec le réseau cristallin, elles furent appelées "ondes électroacoustiques".

Ce type d'onde peut se propager, par exemple, dans un cristal de la classe C_{6v} (CdS, ZnO) ou dans les céramiques ferro-électriques polarisées à la surface de tout plan contenant soit l'axe hexagonal (cristaux de la classe C_{6v}), soit l'axe polaire (dans le second cas) et selon la direction perpendiculaire à cet axe.

Leur polarisation est parallèle à la surface et perpendiculaire au vecteur d'onde. L'épaisseur de peau soumise à la vibration dépend du coefficient de couplage électromécanique. Elle est plus importante que pour les ondes de Rayleigh et peut atteindre plusieurs centaines de longueurs d'onde. La vitesse de ces ondes, supérieure à celle de l'onde de Rayleigh, est comprise entre celles des ondes de cisaillement de volume calculées, d'une part, à partir des constantes élastiques effectives du matériau et d'autre part, à partir des constantes élastiques corrigées, ceci étant dû à l'introduction du couplage piézoélectrique. Ces dernières constantes deviennent $C'_e = C_e (1 + k^2)$ où k désigne le coefficient électromécanique de couplage et C_e les constantes effectives.

Les publications relatives à ce type d'ondes sont citées aux références [29,30,31,32].

2.4. Conclusion.

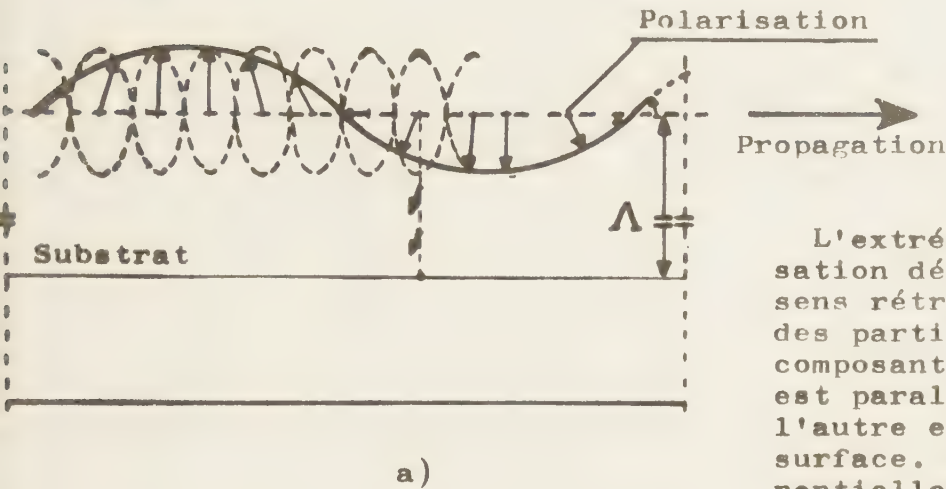
Les principales caractéristiques de déplacement des différents types d'onde de surface ont été rassemblées à la figure 2.3. Des excellents résumés de leurs propriétés ont été rédigés par White [33] et Farnell [34].

A la lumière de cette étude, nous avons constaté que toutes ces ondes ont une vitesse de même ordre de grandeur. On pourra donc considérer l'ensemble transducteur émetteur, onde de surface, transducteur récepteur comme une ligne à retard.

Les méthodes de mesure de variation de vitesse, mises au point sur les ondes de Rayleigh, doivent être facilement transposables aux autres types d'ondes, si on sait les produire et les détecter à l'aide de transducteurs sélectifs.

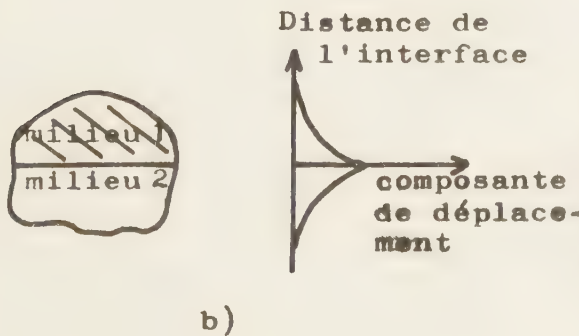
.../...

De plus, si les pertes d'insertion émetteur-récepteur restent du même ordre de grandeur et si les transducteurs ont la même fréquence d'accord, les bancs de mesure réalisés devraient convenir sans modification.



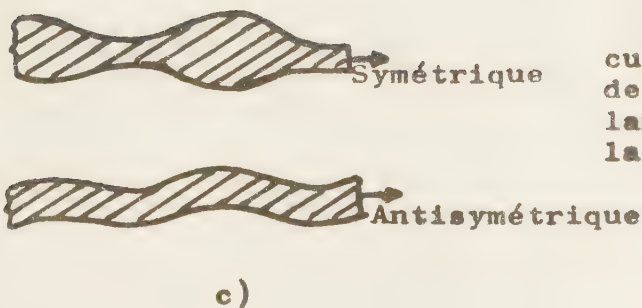
ONDES DE RAYLEIGH.

L'extrémité du vecteur polarisation décrit une ellipse dans le sens rétrograde. Le déplacement des particules résulte de deux composantes déphasées de $\pi/2$. L'une est parallèle au vecteur d'onde, l'autre est perpendiculaire à la surface. L'énergie décroît exponentiellement à partir de la surface jusqu'à une profondeur de l'ordre de la longueur d'onde.



ONDES DE STONELEY

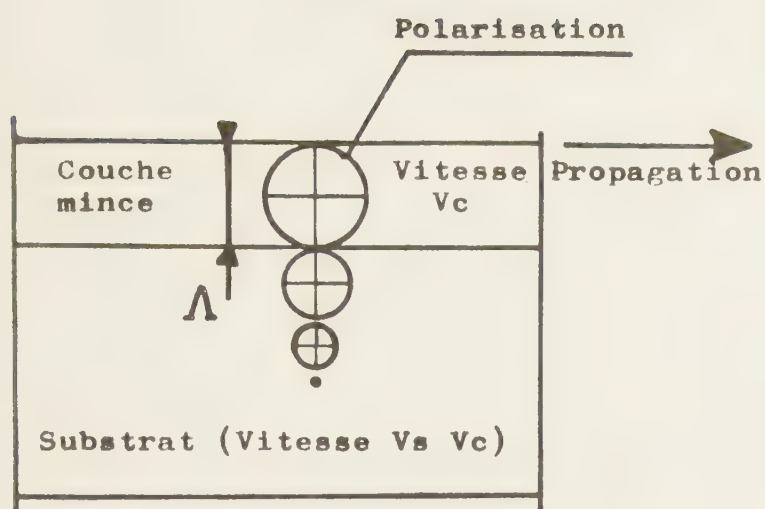
Elles ne peuvent exister que pour des paires de milieux isotropes ayant certaines propriétés élastiques; son existence dans les solides anisotropes fait actuellement l'objet d'une étude.



ONDES DE LAMB

Les déplacements des particules sont semblables à ceux de l'onde de Rayleigh pour une lame mince très grande devant la longueur d'onde.

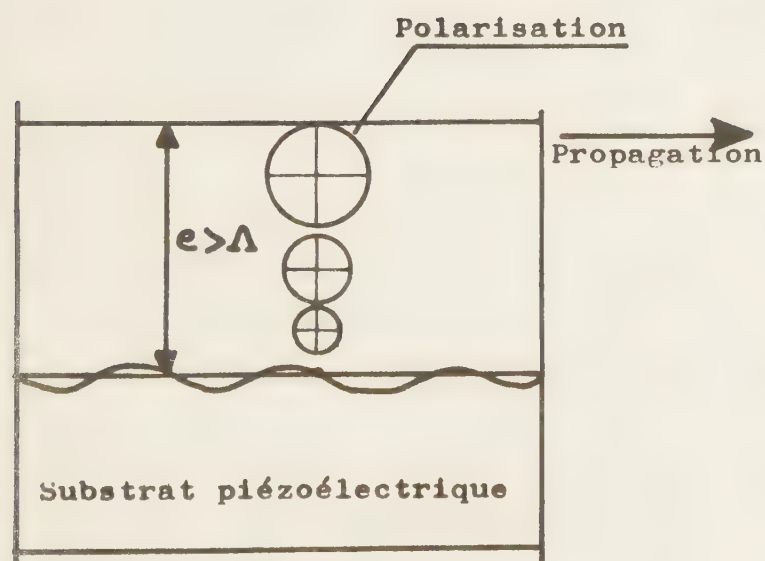
Fig : 2 - 3-



d)

ONDES DE LOVE

Le milieu est constitué d'une couche mince d'épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde caractérisée par une vitesse V_c , déposée sur un substrat de vitesse V_s . La polarisation est parallèle à la surface et perpendiculaire aux vecteurs d'ondes.



e)

ONDES DE BLEUSTEIN-GULAYEV

La polarisation parallèle à la surface et perpendiculaire au vecteur d'onde. L'épaisseur de peau dépend du coefficient électromécanique du matériau qui est piézoélectrique.

Fig : 2-3-

CHAPITRE III

METHODES DE MESURE ABSOLUE DE LA VITESSE

Plusieurs raisons justifient cette étude, apparemment un peu marginale à notre sujet :

- la mesure absolue de vitesse est indispensable au calcul de la variation relative de vitesse $\frac{\Delta v}{v}$.
- ces valeurs absolues sont connues pour différents matériaux, mais, seulement pour des directions particulières. C'est donc étendre le champ d'application de nos méthodes que de pouvoir, avec le même matériel, mesurer aussi les vitesses absolues.
- Même si des tables complètes donnent les valeurs numériques des vitesses absolues cherchées, il peut être souhaitable de constater qu'il en est ainsi dans les conditions expérimentales utilisées. Par ailleurs, cela permet aussi de vérifier si le type d'ondes que l'on se propose d'utiliser est bien pur.

C'est pourquoi, dans une première partie du chapitre nous ferons un survol des dispositifs de mesure absolue de la vitesse décrits dans la littérature et dans une seconde partie, nous exposerons les méthodes retenues et utilisées, au laboratoire, pour ce type de mesures.

3.1. Principaux dispositifs de mesure décrits dans la littérature*

Ces dispositifs peuvent être classés en quatre groupes.

Détermination de la vitesse à partir :

- 1) des caractéristiques géométriques du transducteur émetteur,
- 2) de l'étude de la variation de la vitesse de phase entre l'émetteur et le récepteur,
- 3) de la mesure du temps de propagation d'un signal modulé en impulsion,
- 4) de la détection optique des ondes de surface.

.../...

* N.B. On trouvera, en annexe B, une étude bibliographique beaucoup plus détaillée.

3.1.1 Détermination de la vitesse de phase à partir des caractéristiques géométriques du transducteur émetteur (Cf. Annexe A).

Le principe en est simple : la fréquence des ondes de surface émises par un transducteur dépend de sa géométrie et de la vitesse de propagation de ces ondes. La mesure des dimensions caractéristiques de l'émetteur et la détermination de la fréquence acoustique émise permettent de calculer simplement la vitesse de propagation.

La précision de ce procédé est limitée à quelques centièmes. De plus, les valeurs mesurées peuvent être entachées d'erreur à cause de l'influence du transducteur lui-même sur la vitesse cherchée.

3.1.2 Détermination de la vitesse à partir de la mesure d'un déphasage.

Cette méthode consiste à déterminer la variation du retard de phase Φ introduit :

- soit par déplacement, d'une distance d , du transducteur récepteur ; dans ce cas, on mesure la vitesse de phase à une fréquence donnée F et :

$$v_{\varphi} = \frac{2\pi F d}{\Phi}$$

- soit par variation de la fréquence, la distance L entre les deux transducteurs restant fixe ; alors, on mesure la vitesse de groupe car, k étant le nombre d'onde :

$$\Phi = kL \text{ et } \frac{d\Phi}{d\omega} = L \frac{dk}{d\omega} = \frac{L}{v_g}$$

Les précisions obtenues à l'aide de variantes de la première méthode sont de l'ordre de 0,2%, tandis que celles relatives à la seconde, peuvent atteindre 0,1%.

.../...

3.1.1 Détermination de la vitesse de phase à partir des caractéristiques géométriques du transducteur émetteur (Cf. Annexe A).

Le principe en est simple : la fréquence des ondes de surface émises par un transducteur dépend de sa géométrie et de la vitesse de propagation de ces ondes. La mesure des dimensions caractéristiques de l'émetteur et la détermination de la fréquence acoustique émise permettent de calculer simplement la vitesse de propagation.

La précision de ce procédé est limitée à quelques centièmes. De plus, les valeurs mesurées peuvent être entachées d'erreur à cause de l'influence du transducteur lui-même sur la vitesse cherchée.

3.1.2 Détermination de la vitesse à partir de la mesure d'un déphasage.

Cette méthode consiste à déterminer la variation du retard de phase Φ introduit :

- soit par déplacement, d'une distance d , du transducteur récepteur ; dans ce cas, on mesure la vitesse de phase à une fréquence donnée F et :

$$v_{\varphi} = \frac{2\pi F d}{\Phi}$$

- soit par variation de la fréquence, la distance L entre les deux transducteurs restant fixe ; alors, on mesure la vitesse de groupe car, k étant le nombre d'onde :

$$\Phi = kL \text{ et } \frac{d\Phi}{d\omega} = L \frac{dk}{d\omega} = \frac{L}{v_g}$$

Les précisions obtenues à l'aide de variantes de la première méthode sont de l'ordre de 0,2%, tandis que celles relatives à la seconde, peuvent atteindre 0,1%.

.../...

3.1.3 Détermination de la vitesse à partir de la mesure du temps de propagation du signal.

Cette méthode nécessite un signal d'émission composé d'une porteuse modulée en impulsions. La vitesse de propagation est déduite de la mesure du temps et de la distance de propagation. Le procédé se trouve limité par :

- la détermination imprécise de l'instant d'arrivée du signal due à la déformation de celui-ci causée par la réponse des transducteurs (Cf. Annexe C),
- la méconnaissance du temps de propagation dans les transducteurs, si ceux-ci sont des coins.

A cause de la première limitation, on n'atteint généralement qu'une vitesse de signal. Par contre, si le signal est peu déformé, on mesure une vitesse de phase pour un milieu non dispersif et une vitesse de groupe pour un milieu dispersif.

Pour éliminer la seconde cause d'imprécision, il suffit de mesurer les variations du temps de propagation pour un déplacement du transducteur récepteur ou émetteur.

La précision de cette méthode se limite à quelques pour cents ; par contre, ce procédé présente l'avantage de la simplicité.

3.1.4 Détermination de la vitesse à partir d'une détection optique des ondes de surface.

La lumière qui traverse le plan sur lequel se propage une onde acoustique de surface ou qui s'y réfléchit est diffractée. Cette diffraction peut servir à mesurer la vitesse cherchée.

3.1.4.1 Utilisation directe de la diffraction de la lumière.

Une onde optique plane, après transmission ou réflexion, donne seulement trois "ondes planes" par diffraction, si l'amplitude des ondes acoustiques est suffisamment faible. L'une de ces ondes répond aux lois de l'optique géométrique (ordre 0) tandis que les deux autres sont déviées d'un angle respectivement de $\pm \theta$, par rapport à la première, tel que :

.../...

$$\sin \theta \approx \frac{\lambda}{\Lambda \cos \varphi} \approx \theta$$

où : λ = longueur d'onde optique

Λ = longueur d'onde acoustique

φ = angle d'incidence du faisceau lumineux (ordre ± 1)

a) Observées à l'infini, ces trois ondes donnent trois raies.

La vitesse de phase se déduit alors directement de la mesure de l'angle θ , distance angulaire entre les ordres ± 1 et l'ordre 0. La précision de cette méthode, limitée par celle de la mesure de θ , est aussi fonction de l'angle φ . Elle ne dépasse pas quelques pour cents.

b) Observées en champ proche, on montre que la somme de ces trois ondes peut se représenter par une onde plane, modulée en phase et en amplitude, lorsque cette onde s'éloigne de l'échantillon ; de plus, elle se déplace en synchronisme avec l'onde acoustique.

Dans certains plans, distants de la surface d'une longueur $x_m = (m + (1/2))\Lambda^2/\lambda$ où $m = 1, 2, 3 \dots$ (dans le cas d'un faisceau incident perpendiculaire à la surface), la modulation d'amplitude existe seule et est maximale. En plaçant en un de ces plans, une fente suivie d'un photomultiplicateur, il est possible d'extraire un signal dont la fréquence est égale à celle du signal acoustique.

Cette méthode fut utilisée par F.W. Voltmer et al [35], mais en excitant des ondes de surface stationnaires. Dans ce cas, il existe des points fixes d'amplitude nulle dans les plans définis plus haut. En plaçant initialement le photomultiplicateur en l'un de ces points, et, en le déplaçant parallèlement à la direction de propagation d'une distance égale à un multiple de la demi-longueur d'onde acoustique, un nombre entier de zéros défilent devant le photomultiplicateur. Il est alors facile d'en déduire la vitesse, compte-tenu

.../...

de la longueur d'onde acoustique. La précision de cette méthode est supérieure à 1 %.

3.1.4.2 Autres méthodes optiques.

Deux autres méthodes optiques, de mise en oeuvre plus délicate, peuvent être encore citées.

La première nécessite l'emploi d'un interféromètre de Michelson et d'une cellule de Bragg ; elle fournit la vitesse de phase avec une précision de 0,1 % et la vitesse de groupe à 3 % près.

La seconde consiste à photographier l'image d'ondes stationnaires à la surface du matériau. D'après les auteurs, elle permet d'atteindre des précisions supérieures à 0,1 %.

3.1.5 Conclusion.

Cette très brève bibliographie prouve que toutes les méthodes de mesure absolue de vitesse, développées à ce jour, donnent des résultats dont la précision est inférieure à 10^{-3} . Il s'avère donc impossible de les utiliser pour mesurer de faibles variations de vitesse.

Par ailleurs, il est intéressant d'en extraire les points suivants :

- a) les méthodes, utilisant la mesure d'un temps de propagation sont très simples mais la vitesse mesurée dépend beaucoup de la forme du signal.
- b) Les méthodes optiques, souvent complexes, permettent d'étudier les ondes de surface en un point où l'influence des transducteurs ne se fait pas sentir.
- c) Les méthodes basées sur la mesure d'un déphasage, se classent généralement parmi les plus précises ; elles restent commodées et permettent de mesurer la vitesse de phase et la vitesse de groupe.

3.2. Mesures absolues de vitesse effectuées au laboratoire.

A la lumière de la bibliographie, nous avons retenu et utilisé les méthodes suivantes :

- mesure du temps et de la distance de propagation
- utilisation du principe d'une détection de phase
- mesure de la variation de la phase due à une variation de la fréquence porteuse.

Elle permettent de déterminer la vitesse d'une onde de Rayleigh se propageant selon l'axe x , à la surface d'un cristal de quartz α , taille y . Les résultats sont comparés à ceux d'autres auteurs.

3.2.1 Détermination de la vitesse à partir d'une mesure de temps et de distance de propagation.

a) Dispositif:

Le principe de la mesure est donné à la figure 3.1.

Un signal H.F., modulé en impulsions et amplifié, excite à l'aide d'un transducteur en forme de peignes, (Cf. annexe A), l'onde de Rayleigh. Le signal reçu, détecté par un transducteur de même type, est démodulé après amplification et observé sur l'écran d'un oscilloscope. Pour nous affranchir de la base de temps (peu précise en général), nous superposons sur l'écran un signal impulsionnel de fréquence élevée.

b) Interprétation des oscillogrammes.

Nous montrons à l'annexe C que l'enveloppe du signal au niveau du peigne récepteur a, dans certaines conditions, une forme sensiblement trapézoïdale. Ce fait est visible sur les oscillogrammes des figures 3.2, 3.3, 3.4.

Nous distinguons sur ces figures le signal d'émission (capté par rayonnement) suivi du signal amplifié obtenu sur le peigne récepteur, ainsi que le signal impulsionnel à fréquence élevée.

.../...

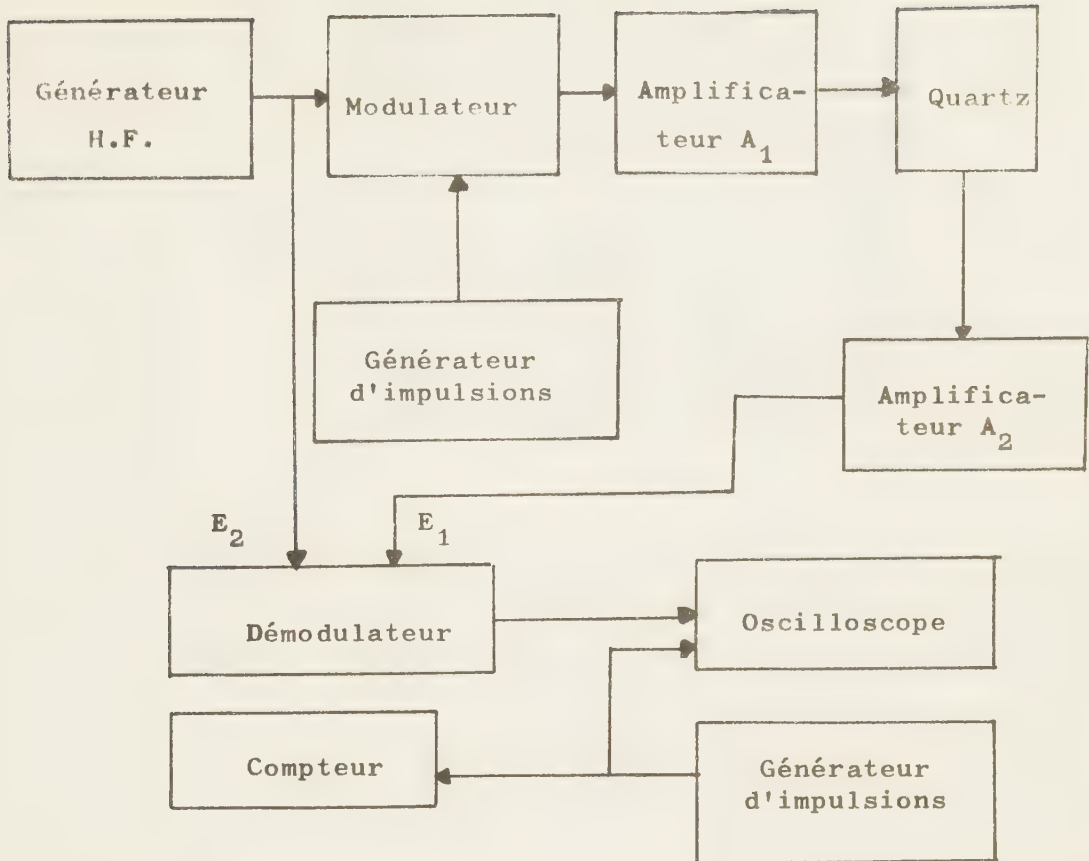
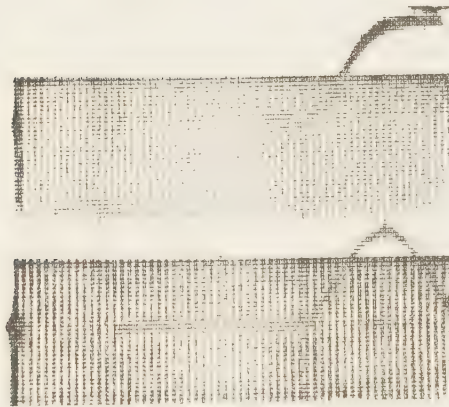


Figure 3.1.

Fig. 3.2. - Onde de Rayleigh, $F_0 = 30$ MHz et impulsions de comptage

Trace supérieure : fréquence des impulsions 7125 kHz

Trace inférieure : fréquence des impulsions 5839,9 kHz

.../...

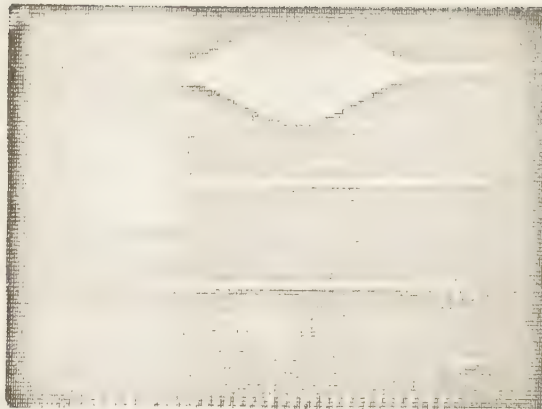


Fig. 3.3. - Mesure de vitesse de l'onde de surface
($F_0 = 17,14$ MHz taille Y du quartz)

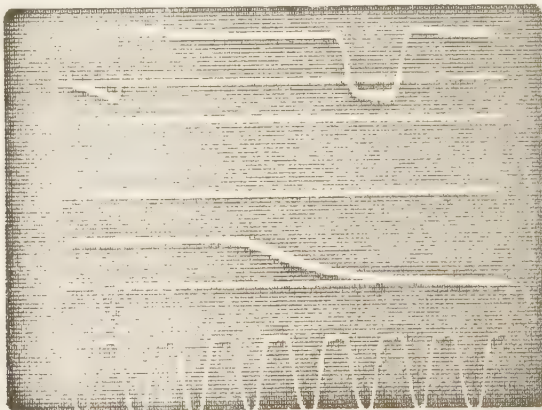
Trace 1 - Signal sur le peigne récepteur après amplification, sensibilité 100 mv/div

Trace 2 - Signal sur le peigne émetteur sensibilité 1v/div

Trace 3 - Identique à 1 mais avec un balayage différent

Trace 4 - Identique à 2 mais avec un balayage différent

(1)



(2)

Fig. 3.4. - Mesure de vitesse de l'onde de surface
($F_0 = 316$ MHz, taille Y, propagation suivant X)

Trace supérieure - Signal sur le peigne récepteur

Trace centrale - Impulsion de synchronisation

Trace inférieure - Impulsion de comptage $F = 4999,998$ kHz

(1) base de temps non dilatée

(2) base de temps dilatée

Nous pouvons schématiser les oscillogrammes par le dessin suivant :

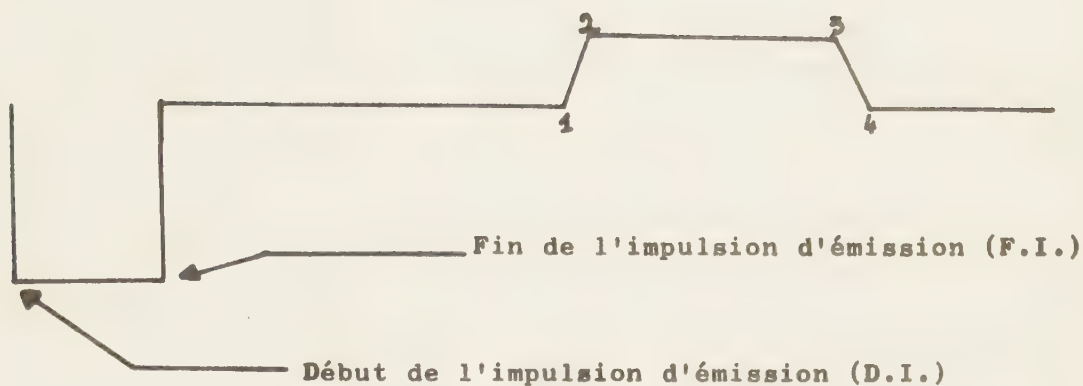


Fig. 3.5.

Pour aller de la dernière dent du peigne émetteur à la première dent du peigne récepteur, l'onde de surface met un temps représenté sur l'oscillogramme par la distance entre le début de l'impulsion d'émission (D.I. et le point 1 ; celui compris entre ce début de l'impulsion (D.I. et le point 2 correspond à la distance entre la première dent du peigne émetteur et la dernière du peigne récepteur.

c) Résultats :

Ce dispositif de mesure a été utilisé dans différentes conditions : transducteurs, fréquences, distances différentes. Les résultats sont regroupés dans le tableau suivant :

.../...

Transducteurs (Cf. Annexe A)	Fréquence F_o	Distance	Temps	Vitesse	Précision absolue	Précision relative
	MHz	mm	μs	mm/ μs	mm/ μs	%
Peignes en réseaux Cf. Fig. 3.2.	30 MHz	19,74	6,31	3,13	$\pm 0,08$	2,5 %
idem	30 MHz	26,88	8,34	3,23	$\pm 0,08$	2,5 %
Peignes en réseaux Cf. Fig. 3.4.	316 MHz	39,89	12,8	3,12	$\pm 0,05$	1,6 %
Peignes interdigités Cf. Fig. 3.3.	17,14 MHz	4,22	1,57	2,7	$\pm 0,1$	4 %
Peignes interdigités	17,14 MHz	19,74	6,22	3,18	$\pm 0,05$	1,4 %

Comme le quartz n'est pas un matériau dispersif aux fréquences utilisées, la vitesse mesurée est la vitesse de phase. En tenant compte des rectangles d'erreur, la vitesse mesurée selon l'axe x, d'un quartz taille y est donc :

$$3,15 < v < 3,17 \text{ mm}/\mu s.$$

Remarque : La vitesse mesurée dans les conditions (4) diffère sensiblement des autres valeurs obtenues. Il est, de plus, notable que les valeurs extrémales, compte-tenu du calcul d'erreur, ne se recoupent pas. On pourrait expliquer ce phénomène au niveau et au voisinage des peignes. Plusieurs auteurs [22] [23] [36] ont en effet mesuré une variation de la vitesse de phase (qui est celle que nous déterminons ici) en fonction de l'épaisseur de couches déposées sur le

.../...

substrat. Or, dans cette dernière manipulation, la distance entre les peignes est petite, de l'ordre de 4 mm, alors qu'auparavant, elle était de quelques centimètres, l'influence des peignes doit donc s'y faire beaucoup plus sentir.

3.2.2 Calcul de la vitesse absolue à partir d'une mesure de fréquence et de distance.

La méthode précédente est limitée en précision par la mesure de temps. C'est pourquoi nous l'avons remplacée par une mesure de fréquence.

Considérons, en effet, le montage utilisé (Cf. Fig. 3.1) dans lequel le signal est modulé et démodulé par un modulateur en anneau. On sait que ce système délivre une tension de sortie maximale si les signaux (E_1), et (E_2) sont en phase et une tension nulle, s'ils sont en quadrature.

Soient φ_G la phase du générateur

φ_m le déphasage introduit par l'amplificateur A_1

φ_{A1} le déphasage introduit par l'amplificateur $A1$

φ_{A2} le déphasage introduit par l'amplificateur $A2$

φ_d le déphasage introduit par le démodulateur.

Si φ_1 représente la phase à l'entrée 1 du démodulateur, nous pouvons écrire :

$$\varphi_1 = \varphi_G + \varphi_m + \varphi_{A1} + \varphi_{A2} + \frac{2\pi d}{\lambda_0}$$

d étant la distance parcourue par l'onde de Rayleigh de longueur d'onde λ_0 .

Si φ_2 représente la phase sur l'entrée 2, nous aurons :

$$\varphi_2 = \varphi_G + \varphi_d$$

Posons : $d = (k + \epsilon_0) \lambda_0$ k nombre entier

$$d = (k + \epsilon_0) \frac{v_\varphi}{F_0} \quad \epsilon_0 \text{ nombre } < 1$$

$$v_\varphi = \frac{F_0 d}{k + \epsilon_0}$$

Si nous faisons varier légèrement la fréquence jusqu'à ce que le signal détecté soit nul, nous aurons :

$$\varphi_1 = \varphi_2 + (2 n_0 + 1) \frac{\pi}{2} \quad n_0 \text{ nombre entier}$$

ce qui nous permet d'écrire, en posant : $\varphi_c = \varphi_m + \varphi_{A1} + \varphi_{A2}$:

$$\varphi_G + \varphi_c + \frac{2\pi d}{\lambda_0} = \varphi_G + \varphi_d + (2 n_0 + 1) \frac{\pi}{2}$$

$$\text{soit : } \frac{2\pi d}{\lambda_0} = \varphi_d - \varphi_c + (2 n_0 + 1) \frac{\pi}{2}$$

φ_c est supposé constant puisque nous travaillons avec des amplificateurs large bande et que la fréquence d'utilisation varie peu (80 KHz), soit une variation relative de 0, 2 %. Posons :

$$\varphi_d - \varphi_c = m 2 \pi, \quad m \text{ nombre quelconque}$$

$$\frac{2\pi d}{\lambda_0} = m 2 \pi + (2 n_0 + 1) \frac{\pi}{2}$$

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} (k + \epsilon_0) \lambda_0 = m 2 \pi + (2 n_0 + 1) \frac{\pi}{2}$$

soit :

$$v_\varphi = \frac{4 F_0 d}{4m + 2 n_0 + 1}$$

Faisons varier la fréquence jusqu'à ce que le signal détecté redevienne nul. Soit F_1 la nouvelle fréquence.

Comme $n_1 = n_0 + 1$ et que $v_\varphi = \frac{4 F_1 d}{4m + 2 n_0 + 3}$, la quantité $4m + 2 n_0$

peut être éliminée (on suppose que v_φ ne varie pas avec F)

$$\text{et donc : } v_\varphi = 2d (F_1 - F_0).$$

En fait, il est impossible de trouver une fréquence qui annule globalement l'impulsion trapézoïdale recueillie. En faisant varier la fréquence, chaque point du signal s'annule successivement ; ce fait semble confirmer l'hypothèse de la variation de la vitesse de propagation de l'onde sous le peigne.

Nous nous sommes alors efforcés d'annuler le point de départ de la partie plate du trapèze (Cf. Fig. 3.5. - pt 2). La distance d parcourue par l'onde est alors égale à la distance d_0 séparant les deux peignes plus la largeur des peignes récepteur et émetteur (Cf. Annexe C).

Dans notre expérience $d_0 = 31,81 \text{ mm}$

largeur d'un peigne = $3,42 \text{ mm}$

donc $d = 38,65 \pm 0,05 \text{ mm}$

L'écart de fréquence mesuré est :

$$F_0 - F_1 = 41 \pm 1 \text{ KHz},$$

ce qui donne :

$$v_\varphi = 3,14 \pm 0,06 \text{ mm}/\mu\text{s}.$$

La précision est aussi limitée par la mesure de fréquence. Ceci est dû d'abord à la mauvaise appréciation du zéro d'amplitude, l'épaisseur du trait étant importante (résiduelle HF après la détection), ensuite et surtout à une imprécision de position du point anguleux de l'enveloppe trapézoïdale de l'onde de surface.

Remarque : Cette méthode permet aussi de détecter des variations de vitesse ; en effet, si nous déposons, par exemple, sur la surface une légère buée, nous constatons que la phase de l'onde arrivant sur le peigne récepteur varie par rapport à celle du signal de référence ; à la sortie du démodulateur, la tension est modifiée. Lorsqu'elle

.../...

s'annule pour la première fois, le temps de parcours de l'onde mécanique sur le quartz a varié d'un quart de période de l'onde de référence (30 MHz), soit $t = 8.10^{-9}$ s.

Cela correspond à une variation de vitesse : $\Delta v_{\varphi} = \frac{v^2}{x} \Delta t$ soit $\Delta v_{\varphi} = 0,0025$ mm/ μ s. Cette méthode est donc capable de détecter des variations de vitesse de l'ordre de : $\frac{\Delta v_{\varphi}}{v_{\varphi}} = \frac{0,0025}{3} = 8.10^{-4}$, sensibilité trop faible pour nous.

3.2.3 Détermination de la vitesse à partir d'une mesure de variation de phase et de fréquence.

Cette méthode consiste à mesurer la variation de la phase $\Delta \phi$ du signal de sortie par rapport au signal d'entrée, consécutive à une variation de fréquence acoustique ΔF (Cf. 3.1.2 et Annexe B).

Les ondes de surface sont produites et détectées à l'aide de deux peignes interdigités, sur une lame de quartz. La fréquence centrale de la bande passante F_0 est de 17,09 MHz. Les mesures de phase effectuées au "Vector Voltmeter Hewlett-Packard 8405 A", ont été réalisées :

- avec des transducteurs adaptés par self série
- avec des transducteurs non adaptés.

Le dispositif transducteur émetteur, quartz, transducteur récepteur, se comporte comme une ligne à retard de longueur fixe, ce qui a pour conséquence une variation de phase linéaire avec la fréquence [38].

$$\text{Ici, } v_{\varphi} = v_g = 2 \pi l \frac{\Delta F}{\Delta \phi}$$

La distance mesurée entre les centres des deux peignes (Cf. Annexe D) est de 25,20 mm. On en déduit les résultats suivants :

Transducteurs	$\Delta \phi / 2\pi$	$\Delta F / \text{KHz}$	$v_{\varphi} \text{ mm}/\mu\text{s}$
Non adaptés	2,75	346	3,18
Adaptés	3,01	369	3,11

La première mesure est donc plus proche de la valeur théorique $v_{\varphi} = 3,154 \text{ m/s}$. On peut expliquer la faiblesse du second résultat par l'augmentation des longueurs de connexions dues à l'adaptation. Cette méthode est donc assez précise ; l'erreur sur la mesure est d'environ 0,6 %.

3.3 Conclusion.

Les mesures absolues de vitesse d'ondes de surface effectuées au laboratoire (quartz taille y, propagation selon x) s'accordent donc parfaitement avec celles effectuées par d'autres auteurs [35, 37] et avec la valeur calculée théoriquement $v_{\varphi} = 3,154 \text{ mm/}\mu\text{s}$ [35].

Ces méthodes, de précision moyenne, présentent l'intérêt fondamental d'être très simples et très rapides d'emploi (particulièrement la troisième).

Outre ces résultats pratiques, ce chapitre démontre l'impossibilité actuelle de chercher à détecter des variations faibles de vitesse par le biais de mesures absolues précises. Il faut donc développer des méthodes spécifiques pour atteindre ces résultats. Cela justifie pleinement l'étude qui va suivre.

.../...

CHAPITRE IV

METHODES DE BOUCLAGE : MESURES DE LA VARIATION DE VITESSE ET D'ATTENUATION D'UNE ONDE DE SURFACE

Si, comme nous l'avons vu, la littérature est riche de méthodes de mesure de vitesse absolue d'onde de surface, elle est plutôt pauvre en méthodes de mesures de variations. Nous parlerons, cependant, succinctement, de ces dernières, afin de pouvoir comparer leurs résultats avec ceux de nos méthodes de bouclage.

4.1. Méthodes proposées par divers auteurs n'utilisant pas le principe d'un bouclage.

Nous avons mentionné précédemment (Cf. § 3.2.2) qu'il nous était possible à partir d'une mesure de fréquence et de distance, de détecter des variations relatives de vitesse de propagation d'environ $8 \cdot 10^{-4}$.

D.P. Morgan et E.A. Ash [39], d'une part, Schulz, Matsinger et Holland [40] d'autre part, et enfin G. Cambon [41] ont, pour diverses utilisations, mis au point des méthodes de mesure de variation de la vitesse des ondes de surface ; ces méthodes seront brièvement reprises dans ce paragraphe.

4.1.1 Méthode de D.P. Morgan et E.A. Ash [39].

Ceux-ci utilisent un pont de phase qui compare la phase de la tension de sortie de la ligne à retard à celle de la tension d'entrée.

Pour distinguer le signal dû aux ondes de surface de celui dû aux ondes de volume, générées par les transducteurs (coins de plastique), l'onde de surface est modulée par un

.../...

signal B.F. Si la pulsation de modulation est ω_m et la pulsation porteuse ω , le signal à la sortie de la ligne à retard est de la forme : $A(1 + m \cos \omega t) \cos (\omega t + \varphi)$ où m est le taux de modulation, et φ la variation de phase due à la ligne. Ce signal est ajouté à un signal $B \cos \omega t$, identique à celui qui excite les ondes de Rayleigh, puis redressé. À la sortie du redresseur, le signal contient des termes proportionnels à $\cos \omega_m t \cos \varphi$.

Ces composantes, fonctions de $\cos \varphi$, sont envoyées sur un détecteur de phase synchronisé à la fréquence de modulation ; ce détecteur délivre une tension nulle quand $\varphi = \pm(N \pm 1/2)\pi$ avec N entier. Le retard de groupe de l'onde de surface est alors déterminé à partir des mesures des intervalles de fréquence entre les zéros successifs. En effet,

$$\frac{\Delta \varphi}{\Delta \omega} = \tau_g$$

Les variations du retard de groupe en fonction de la fréquence se déduisent, à chaque fois, de la mesure absolue du retard ; ceci réduit beaucoup la sensibilité et la précision du procédé. Mais, vu les retards mesurés par les auteurs (200 à 250 μ s), on conçoit que la méthode ait donné entière satisfaction, comme le justifie l'écart entre les courbes pratique et théorique (1 % au maximum).

Par contre, ce procédé ne permettra de mesurer des variations de vitesse de phase que pour des milieux non dispersifs.

4.1.2 Méthode de Schulz, Matsinger et Holland [40].

La technique de mesure est comparable à la précédente, mais l'emploi d'impulsions acoustiques permet de ne pas être gêné par les réflexions parasites.

Le dispositif est schématisé à la figure 4.1. Un synthétiseur de fréquence fournit le signal H.F. ; une partie de ce signal (A) continu sert de référence ; une autre partie B

.../...

est découpée par une porte et déphasée par la ligne à retard. Les impulsions, plus brèves que le temps de retard de la ligne, contiennent cependant beaucoup de périodes du signal H.F. Le pont 'HYBRIDGE' forme la somme et la différence des vecteurs de Fresnel représentant A et B. Si la fréquence du synthétiseur est ajustée de telle sorte que A et B soient déphasés exactement de 90° , les vecteurs $(A + B)$ et $(A - B)$ auront la même amplitude. Ces deux signaux redressés sont soustraits à l'aide d'un amplificateur différentiel ; on observe alors un signal nul à l'oscilloscope.

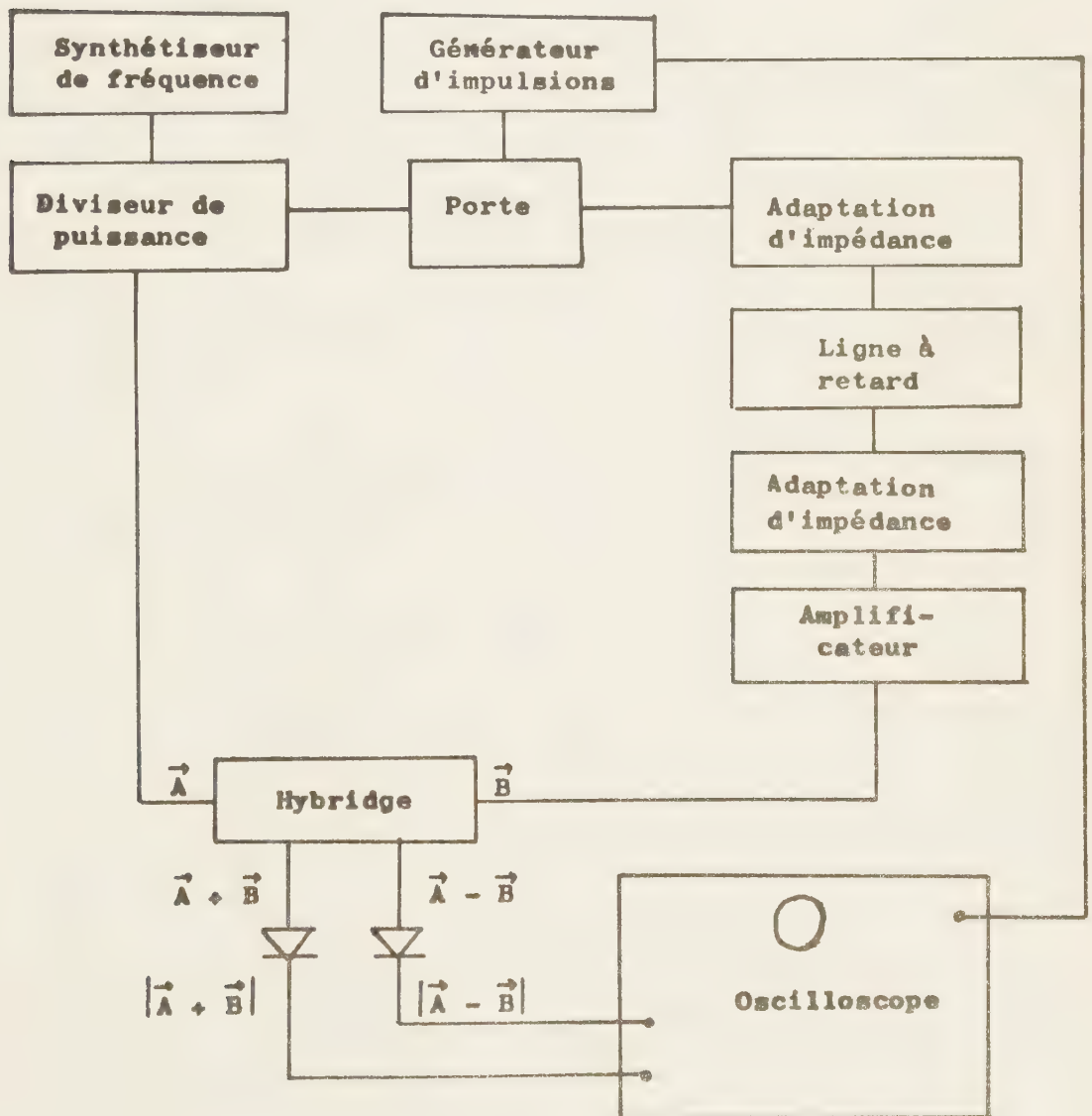


Fig. 4.1.

Ainsi, seul le signal compris dans l'impulsion retardée est comparé au signal de référence. Les réflexions parasites ne peuvent plus perturber la mesure.

Supposons que, dans les conditions initiales, la fréquence soit réglée pour obtenir un signal nul ; si un phénomène physique extérieur quelconque modifie le retard de la ligne, il faudra retoucher à la fréquence pour annuler, à nouveau, le signal détecté. La variation de vitesse est alors déterminée à partir de la variation de fréquence.

Dans le cas traité par les auteurs, la variation de vitesse est due à une influence de la température. La variation du retard est reliée à celle de la fréquence nécessaire pour garder le retard constant par l'expression :

$$\left(\frac{1}{F} \cdot \frac{\partial F}{\partial T}\right)_Y = -\frac{1}{\tau} \left(\frac{\partial \tau}{\partial T}\right)_\Phi = -\frac{1}{\tau} \left(\frac{\partial \tau}{\partial T}\right)_F = -\frac{1}{\tau} \left(\frac{\partial Y}{\partial T}\right)_F$$

où F est la fréquence, τ le retard absolu et Φ le glissement de phase total.

Le coefficient de variation de la vitesse avec la température est alors :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T} = \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial T} + \frac{1}{F} \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_\Phi$$

où L est la distance de propagation.

Les réseaux d'adaptation sont réalisés à partir de circuits à faible "Q" pour éviter des variations de phase parasites dépendant de la fréquence et ne sont utilisés qu'avec des couplages acoustoélectriques faibles. D'autre part, l'amplificateur H.F. introduit un petit glissement de phase dû à la variation de fréquence ; celui-ci est calibré et déduit au moment de l'exploitation des résultats.

.../...

Cette technique de mesure de phase est plus sensible que celle où les signaux comparés sont en phase ou en opposition de phase ; de plus, elle est indépendante de l'amplitude. Les auteurs n'ont pas mentionné sa sensibilité et sa précision ; ils déterminent des variations relatives de vitesse de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-4} .

Il nous semble, à la lecture de leur publication, que la sensibilité et la précision du procédé soient limitées pour plusieurs raisons :

- a) la qualité du signal nécessaire à une détermination précise des zéros : en effet, tout niveau H.F. résiduel voile ce zéro (Cf. § 3.2.2).
- b) les auteurs apparemment négligent les variations de retard propres aux transducteurs, lignes et circuit de détection en fonction de la fréquence.
- c) cette méthode paraît peu compatible à un milieu dispersif. En effet, chaque fréquence composant le spectre du signal impulsionnel émis se propage le long de la ligne à retard avec une vitesse v différente ; à la réception, l'impulsion distordue ne permet pas d'obtenir un zéro bien net sur l'oscilloscope. Si la dispersion est faible, il devrait encore être possible, en repérant un point précis de la trace de l'oscilloscope, d'effectuer la mesure. Mais, dans ce cas, outre l'imprécision du procédé, on mesure plus une vitesse de signal que de groupe.

4.1.3 Méthode de G. Cambon [41].

G. Cambon utilise une troisième méthode pour étudier la dispersion de la vitesse en fonction de l'épaisseur d'une couche métallique déposée sur un substrat de quartz. Le principe consiste, toujours, à mesurer la variation de la phase du signal transmis à

la surface de l'échantillon par rapport à un signal de référence, mais, ici, les ondes excitées sont continues.

Il applique simultanément à l'entrée de deux échantillons initialement identiques, le même signal sinusoïdal. Le dépôt d'une couche métallique entre les deux transducteurs de B, introduit un déphasage entre les signaux de sortie, du fait de la différence entre les vitesses de phase de ceux-ci. Le signal de sortie de A (référence de phase) synchronise un oscilloscope à échantillonnage. Si l'on applique, à l'entrée de celui-ci, le signal de sortie de B et que l'on considère ce qui se passe à l'instant t_0 , on mesure, pour une couche évaporée d'épaisseur H , une ordonnée y_0 du point de la courbe.

Pour une couche $H + \Delta H$, on aura introduit un déphasage $\varphi + \Delta\varphi$, donc à t_0 une ordonnée $y_0 \pm \Delta y$.

Le principe de la mesure consiste donc à étudier la variation de l'ordonnée du point d'abscisse t_0 en cours d'évaporation. Celle-ci oscille entre un maximum et un minimum, ce qui correspond, à chaque fois, à un déphasage de π (Cf. Fig. 4.2.)

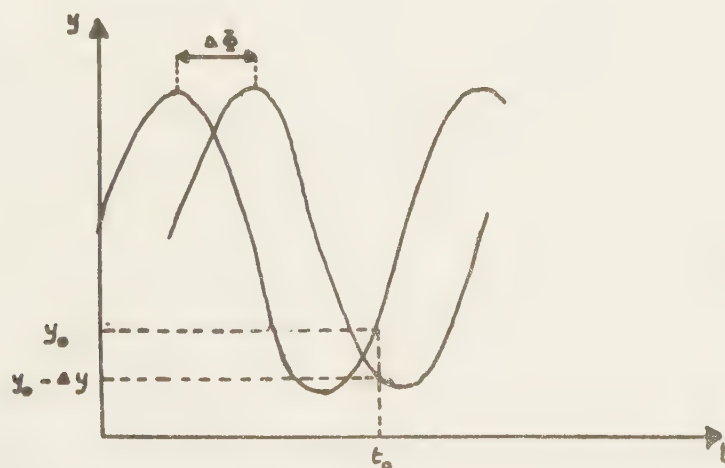


Fig. 4.2.

.../...

L'oscilloscope à échantillonnage permet de tracer sur l'écran le mouvement d'un seul point de la courbe (celui correspondant à l'abscisse t_0). La courbe $y = f(H)$ est alors enregistrée à l'aide d'une table traçante XY.

La détermination de la variation de vitesse de phase est déduite de celle de la variation du déphasage entre l'entrée et la sortie de l'échantillon. Pour une variation de vitesse $\frac{\Delta v}{v}$ assez faible ,

$$\Delta \Phi = \omega l \frac{\Delta v}{v^2}$$

puisque la fréquence reste constante. l représente la longueur de la couche métallique, puisque c'est seulement dans cette région que se produit la dispersion.

Comme entre un maximum et un minimum de la courbe de dispersion il y a un déphasage de π , entre deux extrêmes on peut écrire la relation :

$\Delta \Phi = n\pi$ où n désigne le nombre de maximums et de minimums entre les deux extrêmes considérés.

$$\text{Alors } \Delta v = \frac{1}{2 F l} n v^2$$

Pour garder une bonne approximation de la relation 4.1. il est nécessaire de prendre n assez faible.

D'autre part, il nous semble que la sensibilité de cette méthode dépend essentiellement de la sensibilité de l'amplificateur de déviation verticale de l'oscilloscope à échantillonnage, puisque pour déterminer des variations de vitesse très faibles, il faut mesurer des Δy très petits. Ceci est justifié par les résultats ; en effet, la plus faible variation absolue de vitesse mesurée par l'auteur est de 1 m/s, ce qui correspond à une variation relative voisine de 3.10^{-4} .

Ces trois méthodes de mesure de variation de vitesse sont adaptées aux mesures que se proposaient leurs auteurs ; la précision et la sensibilité qu'ils en obtenaient, semblaient leur suffire.

Les méthodes de bouclage que nous allons développer de conception fort différente, sont générale, comme nous le verrons, et beaucoup plus sensibles, si ce n'est plus précises.

Par ailleurs, elles permettent d'atteindre les vitesses de phase, les vitesses de groupe ou de signal et l'atténuation par propagation. Toutes ces raisons montrent leur supériorité sur les précédentes.

4.2. Réalisation de divers bancs de mesure utilisant la méthode de bouclage.

4.2.1 Principe de la méthode.

Toute variation de la vitesse des ondes de surface provoque une variation du temps de propagation entre transducteurs émetteur et récepteur. S'il est difficile de mesurer avec précision un retard faible (limitation technologique des appareils de mesure), il est extrêmement aisé de déterminer avec précision une fréquence ; de là, se justifie l'idée d'un bouclage.

Le principe en est simple. L'onde émise à la surface d'un matériau (élément piézoélectrique ou non) par un émetteur (peignes ou coins) est recueillie après propagation par un récepteur comparable à l'émetteur. L'onde électrique après une amplification A excite de nouveau l'émetteur.

Selon que l'onde émise est entretenue ou modulée en impulsions et selon la nature du matériau, la vitesse de phase, de groupe ou de signal peut être connue à partir du temps de propagation dont est fonction la fréquence entretenue mesurée. La précision de la mesure de la variation de vitesse dépend fondamentalement de celle de la fréquence et surtout de la stabilité de fréquence, quand aucune modification n'est faite sur le quartz.

Si l'atténuation acoustique augmente, il est nécessaire, de faire varier l'amplification pour maintenir le niveau constant : on mesure ainsi l'atténuation.

Nous étudierons successivement des dispositifs travaillant en impulsions et en ondes entretenues de manière à en préciser les possibilités, leurs avantages et inconvénients respectifs.

4.2.2 Systèmes travaillant en impulsions.

4.2.2.1 Remarques préliminaires.

Cette méthode mesure fondamentalement la vitesse de signal, mais selon la nature du milieu de propagation, différents types de vitesse peuvent être déterminés (Cf. Chapitre 1) :

- en milieu non dispersif, les vitesses de phase, de groupe et de signal sont les mêmes ;
- en milieu faiblement dispersif, la vitesse de signal se confond avec celle de groupe ;
- en milieu dispersif, mais non absorbant, la vitesse de signal pour le front de l'onde ou son maximum correspond à la vitesse de groupe ;
- en milieu dispersif et absorbant, seule la vitesse de signal peut être atteinte et elle dépend alors du niveau de détection.

Compte-tenu de ces remarques, et pour simplifier l'exposé, quand la précision des termes n'est pas indispensable, nous parlerons simplement de vitesse de propagation.

4.2.2.2 Eléments de base et précision théorique.

Nous avons adapté une méthode, connue par ailleurs sous le nom de "Sing-Around" [42], de la manière suivante (Cf. Fig. 4.3.) :

.../...

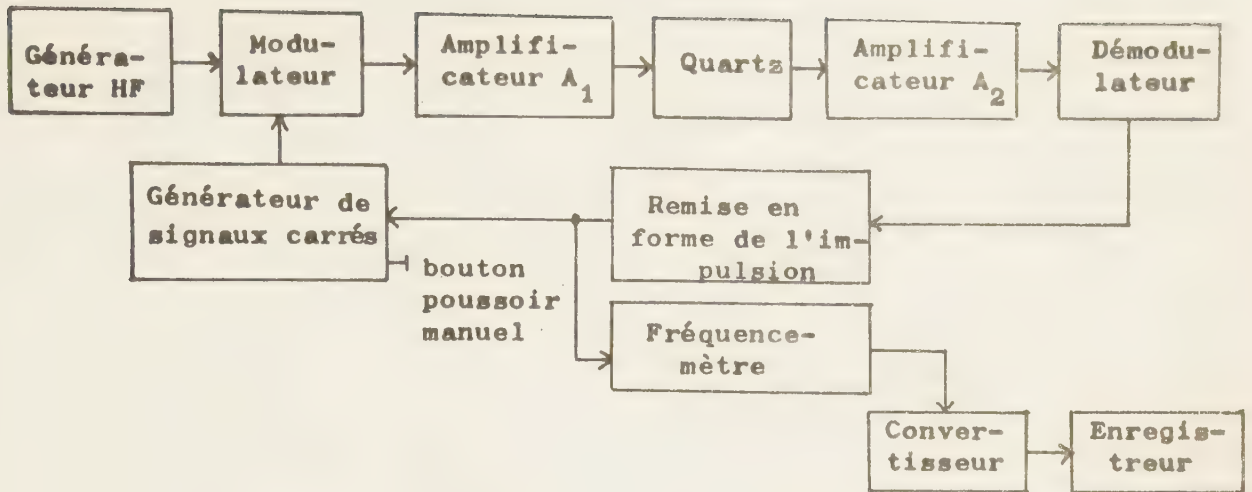


Fig. 4.3.

Schéma de principe de mesure de la variation de la vitesse de propagation des ondes de surface.

Le signal délivré par un générateur H.F. est modulé par les créneaux d'un générateur d'impulsions. Après amplification, le signal est appliqué sur un transducteur émetteur. La tension délivrée par le transducteur récepteur est amplifiée par A_2 puis démodulée. L'impulsion obtenue, après remise ne forme, déclenche de nouveau le générateur de signaux rectangulaires. Un fréquence-mètre mesure la fréquence de répétition F du train d'ondes ; cette fréquence peut être éventuellement enregistrée.

Elle est inversement proportionnelle au temps T nécessaire à une impulsion pour parcourir la boucle. Ce temps T est la somme du temps de transit T_E à travers l'électronique et tous les circuits et du temps T_0 de propagation du train d'ondes entre l'émetteur et le récepteur. Si nous supposons T_E constant, toute modification de T_0 entraîne celle de la fréquence $F = 1/T_E + T_0$ et la variation ΔF produite par une variation ΔT a pour valeur :

$$\Delta F = - \Delta T_0 \frac{F}{T_0 + T_E}$$

ou

$$\Delta F = - F^2 \Delta T_0.$$

Evaluons la variation de vitesse Δv correspondant à cette variation de fréquence ΔF :

.../...

$T_0 = \frac{L}{v}$ où L et v désignent respectivement la longueur du trajet acoustique et v la vitesse de propagation de l'onde acoustique ;

d'où : $\Delta T_0 = -\frac{T_0^2}{L} \Delta v$ et $\Delta F = K \Delta v$ avec $K = \frac{F^2 T_0^2}{L}$

$$\text{Comme } F = \frac{1}{T_E + T_0} = \frac{1}{T_E + \frac{L}{v}}$$

$$K = \frac{L}{(L + T_E v)^2}$$

Ce coefficient est maximal pour $L = T_E v$; pour cette valeur $T_E = T_0$ et $\frac{\Delta v}{v} = 4 T_0 \Delta F$. La sensibilité du procédé sera optimale quand le temps de propagation à travers l'électronique égale celui du train d'ondes.

Si nous considérons qu'il est possible d'apprécier une variation de fréquence de $\Delta F = 0,1 \text{ Hz}$ et que $T_E = 1 \mu s$, nous obtenons :

$$\frac{\Delta v}{v} = 4 \cdot 10^{-7}$$

Grâce à cette méthode, il est donc théoriquement possible de détecter de très faibles variations de vitesse. Mais, prétendre pouvoir apprécier une variation de $0,1 \text{ Hz}$ implique une dérive en fréquence inférieure à cette valeur.

Cette stabilité, avec l'évolution de la fréquence et de la température, suppose des temps de transit dans l'électronique constante ; cela nécessite des précautions expérimentales sévères.

4.2.2.3 Première réalisation et position du problème fondamental.

Le montage expérimental, réalisé conformément au schéma de la figure 4.3. présente des fluctuations de fréquence de l'ordre de 100 Hz autour de la fréquence de boucle de 241 KHz ce qui ne correspond qu'à une stabilité en fréquence de $\frac{\Delta F}{F} = 4 \cdot 10^{-4}$.

.../...

Pour tenter d'éliminer ces fluctuations, diverses précautions ont été prises :

- stabilisation en température du dispositif à $0,1^{\circ}\text{C}$ près ;
- choix d'alimentations stabilisées à haute stabilité (5.10^{-5}) ;
- fixation mécanique de tous les éléments pour éviter toutes variations de capacité par déformation susceptible de changer les retards de l'électronique ;
- choix de "trigger" à déclenchement à "jitter" extrêmement fiable (inférieur à la ns) ;
- blindage de l'ensemble pour le soustraire aux impulsions parasites susceptibles de provoquer des déclenchements intempestifs ;
- prélèvement de la fréquence de boucle sans provoquer de fluctuation de capacité ramenée .

Sans être inutiles, ces précautions n'ont pas conduit à la stabilité théorique.

En effet, ici, un problème nouveau se pose. En général, il n'existe aucune relation de phase entre la fréquence porteuse et la fréquence de bouclage. Il en résulte que lorsque l'impulsion, après remise en forme, ouvre la "porte" du modulateur, l'onde H.F. présente une phase quelconque ; cela équivaut à un "jitter" sur le train d'ondes émis.

Avec une porteuse de fréquence $F = 17 \text{ MHz}$, cela provoque une erreur de temps $\tau = \frac{1}{F} = 60 \text{ ns}$. Si $T_e = T_o = 1 \mu\text{s}$ la période de bouclage vaut $2 \mu\text{s}$ et cela introduit une erreur pouvant atteindre 3 % ($60/2000$). Le procédé de mesure perd ainsi tout son intérêt.

Heureusement, pour certaines valeurs de fréquence de bouclage, le "jitter" peut fortement être minimisé et des stabilités supérieures à 10^{-4} peuvent être observées. En effet, pour certaines fréquences; il existe une relation de phase entre fréquence porteuse et la fréquence de récurrence .

.../...

Deux méthodes nous ont servi pour éliminer cette erreur à toutes les fréquences. La première consiste à ajouter dans la boucle un retard électronique variable et connu, de manière à ce que la fréquence de bouclage devienne un sous-multiple de la porteuse. La seconde méthode demande de synchroniser la porteuse par les impulsions de boucle.

4.2.2.4 Banc de mesure à retard artificiel inséré dans la boucle.

L'introduction d'un retard artificiel T_a dans la boucle permet de modifier la fréquence de récurrence des impulsions de boucle puisque si T_i désigne le temps de transit initial et F_i la fréquence initiale, nous avons :

$$F_i = \frac{1}{T_i}$$

et

$$F_n = \frac{1}{T_i + T_a}$$

F_n étant la nouvelle fréquence de récurrence de la boucle après introduction de ce retard. Par conséquent, F_n varie avec T_o et il est possible de rendre F_n égal à un sous-multiple de la H.F.

Le banc de mesure est donc le suivant :

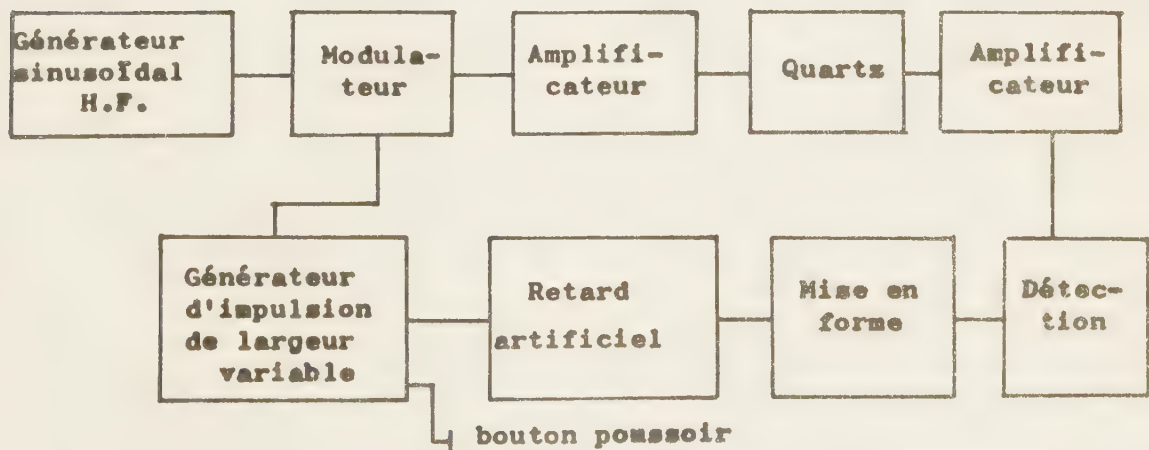


Fig. 4.4.

Banc de mesure avec ligne à retard artificiel

Cette méthode permet effectivement d'obtenir une relation de phase entre l'onde porteuse et les impulsions qui parcourent la boucle, comme le montre la figure 4.6.

Le résultat donne une stabilité remarquable. La dérive est nulle, les variations enregistrées de 0,1 Hz ne sont pas significatives ; elles représentent la précision du compteur Férisol HA 300 utilisé.

La stabilité mesurée sur plusieurs heures est de :

$$S = \frac{0,1}{211\ 111,0} \simeq 5 \cdot 10^{-7}$$

4.2.2.5 Banc de mesure par synchronisation de la porteuse.

Le problème ici revenait à synchroniser l'onde porteuse sur les impulsions de boucle. Pour que le système puisse fonctionner, il fallait que cette synchronisation soit instantanée. Or, il nous a semblé difficile de synchroniser un générateur de tension sinusoïdale, car il fallait, après l'avoir bloqué, le faire démarrer instantanément avec la phase voulue.

Comme, en général, les dispositifs d'émission et de réception des ondes acoustiques sont sélectifs, (ceux qui sont utilisés ici présentent un $\frac{\Delta F}{F} \simeq 5 \%$ pour un affaiblissement de 3 dB), on peut, sans inconvénient, alimenter l'émetteur avec une onde rectangulaire.

Nous avons donc remplacé l'onde sinusoïdale par une onde en créneaux de rapport cyclique égal à T/2 (Cf. Fig. 4.7.). Ainsi, la synchronisation devient beaucoup plus faible.

Afin de sérier les problèmes rencontrés dans la réalisation de ce banc de mesure, il nous semble commode, pour ce faire, de suivre d'assez près l'évolution historique. C'est pourquoi, nous présenterons un premier dispositif expérimental d'étude avant d'arriver à la description du banc de mesure définitif.

.../...

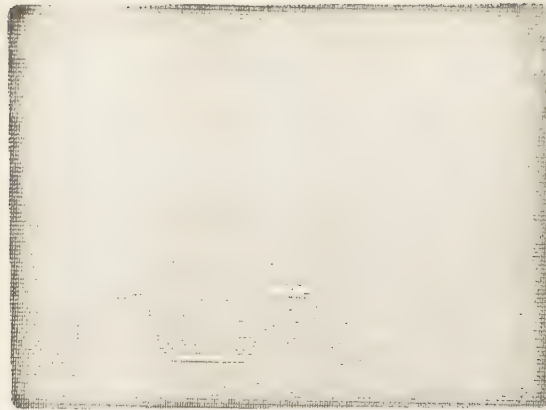


Fig. 4.6. - Signal à la sortie de la détection
Synchronisation par un retard artificiel

Trace supérieure : sensibilité : 100 mV/div
balayage : 0,5 μ s/div

Trace inférieure : sensibilité : 500 mV/div
balayage : 2 μ s/div

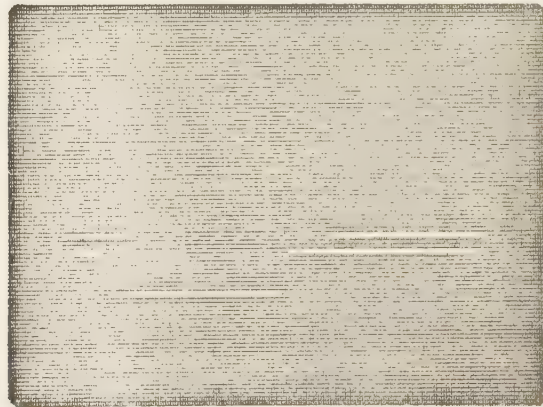


Fig. 4.7. - Signal fourni par le générateur d'impulsions
haute fréquence

Trace supérieure : signal fourni par le générateur

Trace inférieure : impulsion de la boucle.

.../...

a) Dispositif expérimental d'étude (Schéma Fig. 4.8.)

Un train rectangulaire d'impulsions rectangulaires alimente le transducteur émetteur muni de sa bobine d'adaptation. Le peigne récepteur muni d'une même adaptation délivre un signal sensiblement sinusoïdal dont la courbe enveloppe a une forme trapézoïdale (Cf. Annexe C). Le niveau de déclenchement du "trigger" est réglé à mi-hauteur du front de montée du trapèze. Le signal recueilli à la sortie du "trigger" (Fig. 4.9. C) attaque un monostable qui délivre une impulsion rectangulaire de largeur réglable. Le front de montée de cette dernière correspond au premier déclenchement du "trigger". Cette impulsion commande la mise en route du générateur d'impulsions H.F., ainsi que la largeur du train d'ondes.

Au point D, le fréquencemètre mesure la fréquence de bouclage. Un dispositif permet de lancer le premier train d'ondes en agissant sur le monostable. La forme des signaux aux points A.B.C.D. du schéma est donnée à la figure 4.9.

Ce montage d'étude nous a permis de préciser les points suivants, indispensables à la stabilité en fréquence du dispositif :

- les qualités du trigger à réaliser
- le problème des déclenchements intempestifs provoquant une multiplication de fréquence de récurrence
- le problème du choix de la sinusoïde de déclenchement et du parcours équivalent
- le problème d'une éventuelle atténuation de l'onde
- la stabilité indispensable du générateur H.F.

Qualités du trigger : Considérons le signal observé au point B (Cf. Fig. 4.9. (B)) comportant l'indication du niveau de déclenchement du trigger. Nous constatons que, si l'écart entre les sommets des sinusoïdes, situés de part et d'autre de ce

.../...

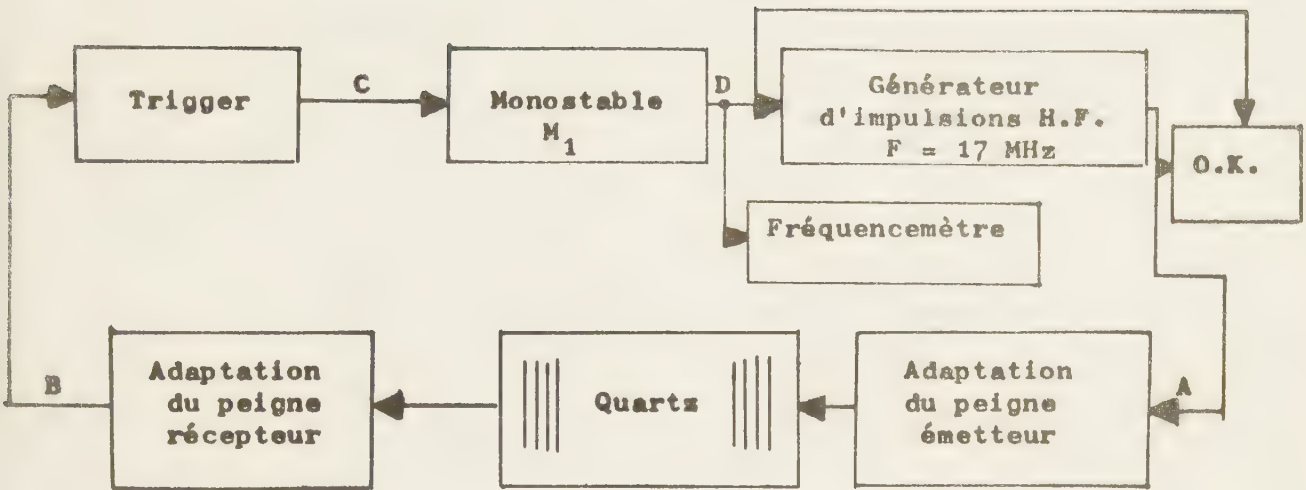


Fig. 4.8. - Bouclage par impulsions

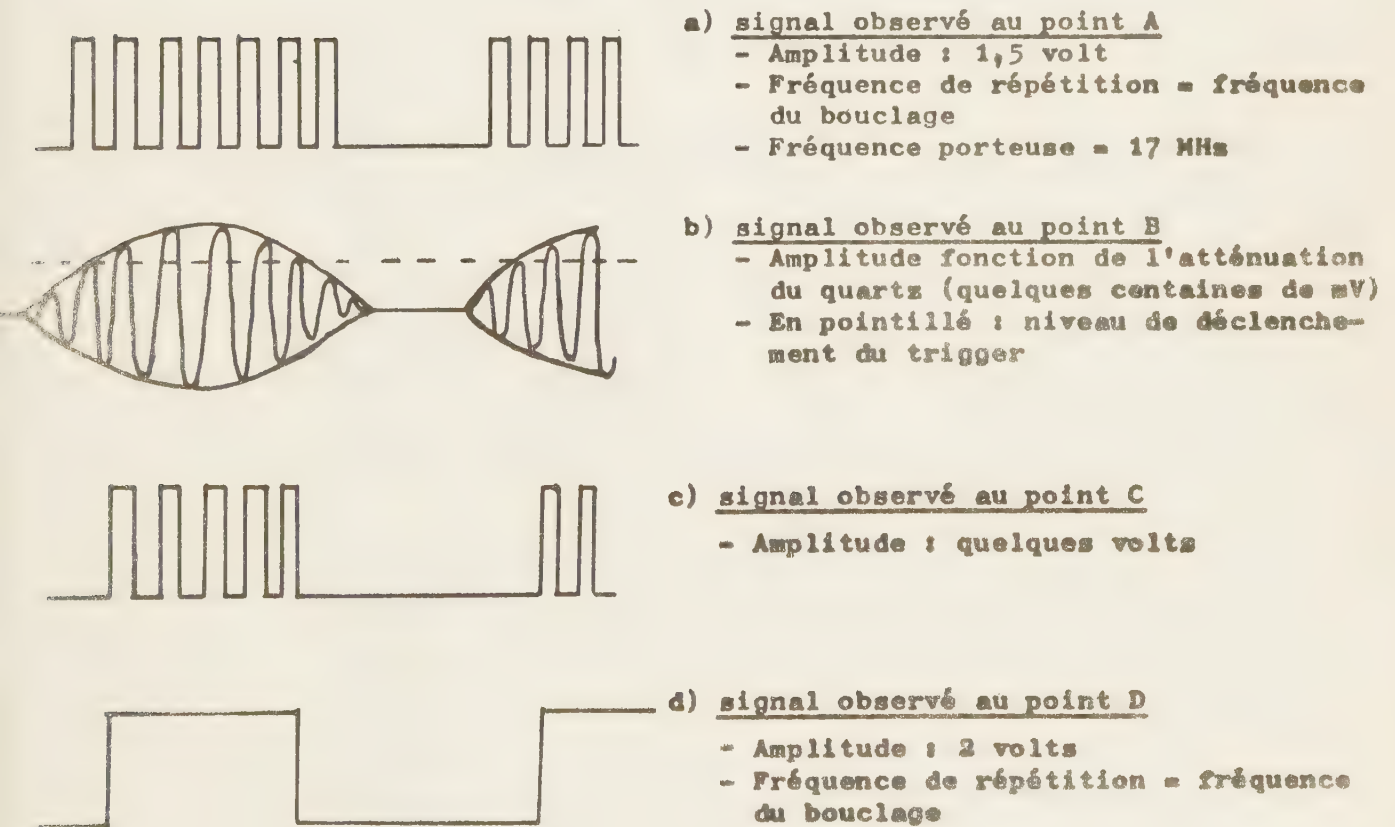


Fig. 4.9.

niveau, n'est pas suffisant, le trigger se déclenchera sur le front de montée de l'une ou l'autre des sinusoïdes. Dans ce cas, le "jitter" de déclenchement du trigger égale une période du signal H.F., soit approximativement 60 ns. Pour éviter ce phénomène qui fausse la mesure, il faut que le réglage du seuil du trigger soit très fin et que ce seuil n'évolue pas dans le temps.

Problème des déclenchements intempestifs : Une impulsion parasite peut déclencher une seconde impulsion dans la boucle, ce qui double la fréquence mesurée ; pour s'en rendre compte, il suffit d'observer la forme du signal, à l'aide d'un oscilloscope, aux points D et A.

Par ailleurs, cette observation présente l'intérêt de faciliter les réglages du seuil de déclenchement du trigger et de la largeur du créneau fourni par le monostable. La figure doit rester parfaitement stable sur l'écran de l'oscilloscope.

Choix de la sinusoïde de déclenchement et du parcours équivalent : le changement du seuil du trigger, modifie aussi la fréquence de bouclage. En effet, jouer sur le seuil du trigger permet de choisir la sinusoïde de déclenchement ; cela revient à laisser le signal se propager plus ou moins longtemps sur le quartz (Cf. Annexe C) et donc à modifier la distance de propagation L. Il faudra donc en tenir compte dans la détermination de la variation de vitesse à partir de la variation de fréquence.

Problème d'une éventuelle atténuation de l'onde : si l'onde de surface s'atténue en se propageant, la pente du front avant du signal reçu varie, ce qui provoque une variation de la fréquence de bouclage. Pour éviter cette erreur, il faudrait faire une correction sur le réglage du seuil du trigger, pour se déclencher toujours sur la même sinusoïde, ou mieux, réaliser un contrôle automatique de gain.

Stabilité du générateur H.F. : une grande stabilité du système bouclé nécessite une stabilité en fréquence encore supérieure du générateur d'impulsions H.F.

Pour réaliser ce premier banc d'étude, nous avons utilisé le générateur Monsanto type 300 A qui permettait la synchronisation du signal H.F. sur l'enveloppe de ce signal. La stabilité en fréquence de ce générateur ($5 \cdot 10^{-4}$) n'était pas aussi bonne que souhaitée. Les autres générateurs d'impulsions permettant la synchronisation, ont des caractéristiques semblables. Vouloir améliorer le banc de mesure, de ce point de vue, nécessitait donc la construction d'un générateur répondant à nos besoins.

b) Réalisation du banc définitif.

Le schéma bloc du montage est toujours celui de la figure 4.8. Seuls différents éléments ont été modifiés en vue de résoudre les problèmes soulevés au paragraphe précédent.

Nous parlerons du générateur d'impulsions H.F. de fréquence fixe et du système de déclenchement du trigger, que nous avons réalisés et qui constituent les modifications fondamentales.

Réalisation d'un générateur d'impulsions H.F., de fréquence fixe : ($F \sim 17$ MHz, $T \sim 60$ ns).

La partie délicate du montage est assurément le générateur d'impulsions constitué d'un "multivibrateur" à fréquence stable. Son schéma bloc est donné en figure 4.10.

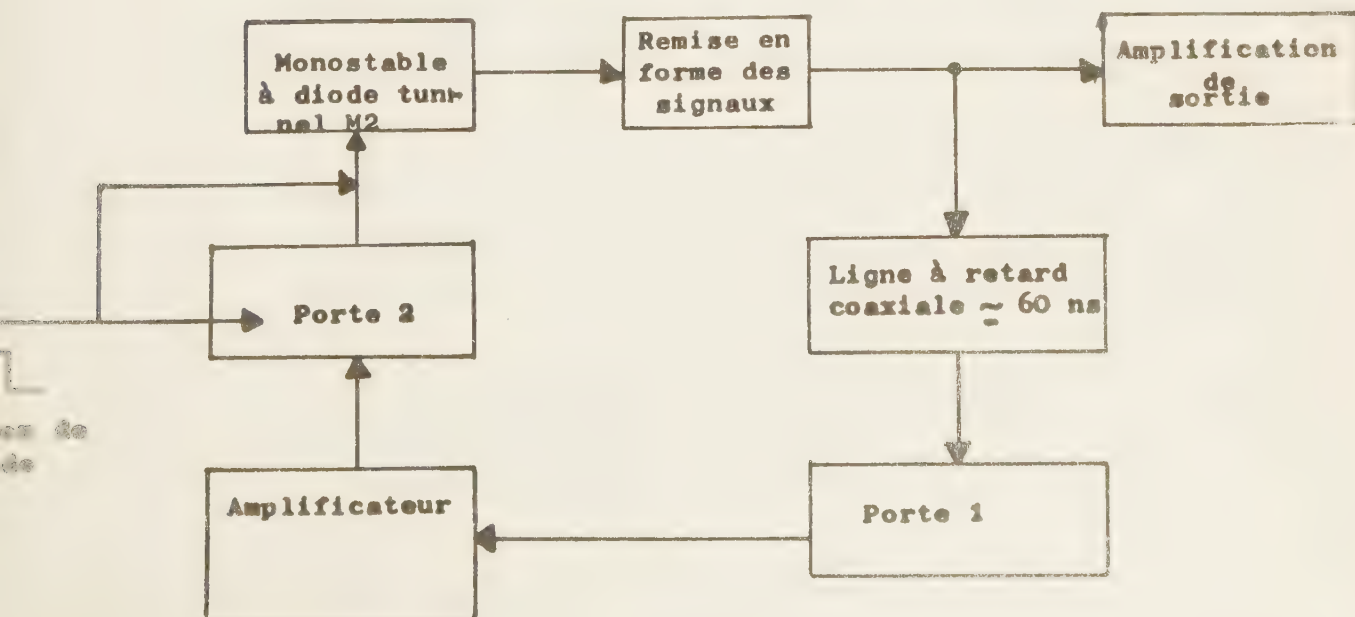


Fig. 4.10.

.../...

Un monostable à diode tunnel produit une impulsion brève, dont la largeur est égale à la demi-période de l'onde à produire ($T/2 = 30$ ns dans ce cas) ; cette impulsion, après une remise en forme, se propage dans une ligne coaxiale adaptée, provoquant un retard égal à la période T , le signal recueilli en bout de ligne, amplifié, déclenche à nouveau le monostable. Cela constitue le générateur d'impulsions H.F. en ondes continues.

Il est évident que la fréquence produite par ce générateur dépend principalement de la longueur électrique de la ligne à retard réalisée par un câble coaxial H.F. fermé sur son impédance caractéristique.

Les trains d'ondes, dont le signal enveloppe est synchrone de la première impulsion H.F., s'obtient à l'aide de la porte 2 ; celle-ci reste ouverte pendant la durée de l'impulsion d'entrée provenant du monostable M_1 (Cf. Fig. 4.7.). Par ailleurs, le front de montée de cette dernière réalise l'ouverture de la porte et le premier déclenchement de la diode tunnel (M_2).

Un amplificateur de sortie fournit l'énergie nécessaire à l'excitation du quartz.

Une seconde porte (porte 1) élimine la multiplication de fréquence due aux impulsions parasites. Elle est commandée par un monostable à transistors délivrant un signal de largeur variable, que l'impulsion d'entrée déclenche.

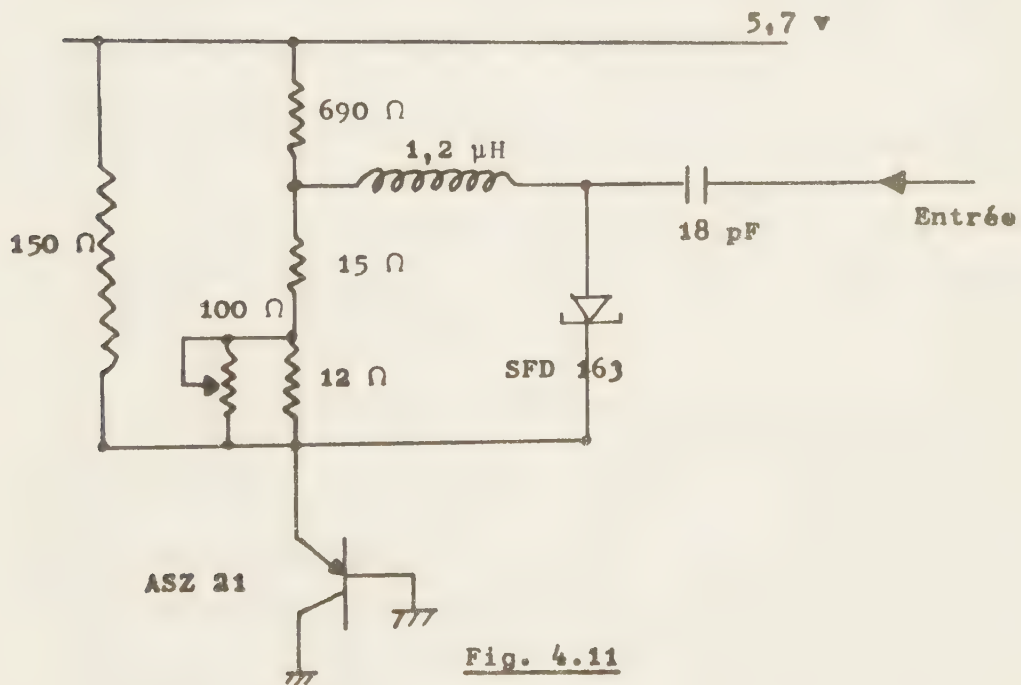
La largeur de l'impulsion délivrée par le monostable est choisie pour ne laisser passer que ce train d'ondes ; la porte reste fermée entre deux paquets. Ainsi, toute impulsion parasite susceptible de déclencher le monostable, se trouve sans effet.

La stabilité de fréquence de ce générateur atteint 5.10^{-5} sur quelques heures ; ainsi, un facteur 10 a pu être gagné sur le générateur précédent (Monsanto).

Système de déclenchement.

Nous avons déjà signalé les difficultés de déclenchement sur une sinusoïde du train d'ondes, condition indispensable à la stabilité du montage. Différents systèmes de trigger (trigger à transistors par exemple) ont été essayés mais n'ont pas donné pleine satisfaction (temps de récupération des composants trop grand, seuil trop élevé, sensibilité trop faible).

C'est le système à diode tunnel, dont le schéma est donné à la figure 4.11 qui a fourni les meilleurs résultats.



Ce montage présente une très grande finesse de réglage du seuil de déclenchement, réalisé par le potentiomètre de précision de 100 Ω que commande un bouton démultiplicateur. Il nous permet de convertir le signal de sortie du quartz (Cf. Fig. 4.9. b) en un train d'impulsions (Fig. 4.9. c) de fréquence 17 MHz.

.../...

c) Résultats expérimentaux.

L'enregistrement des deux derniers chiffres de la fréquence (100 divisions correspondent à une variation de 100 Hz) montre des fluctuations maximales, 5 Hz sur deux heures, autour d'une fréquence moyenne (sans dérive, bien que le quartz et l'électronique ne soient pas stabilisés en température) de 125834 Hz. La stabilité en fréquence du montage est donc égale à

$$S = \frac{5}{125\ 834} = 4 \cdot 10^{-5}$$

Il nous semble bien difficile de l'améliorer encore compte tenu des précautions très sévères que nous avons déjà prises.

4.2.2.6 Comparaison des deux méthodes de bouclage par impulsions.

La stabilité en fréquence $4 \cdot 10^{-5}$ et $5 \cdot 10^{-7}$ des deux méthodes est satisfaisante. Il est donc possible de mesurer des variations relatives de vitesse de l'ordre de 10^{-4} et 10^{-6} .

La première méthode permet de détecter des variations relatives très faibles (10^{-6}). Elle présente cependant l'inconvénient de devoir régler le retard artificiel en fonction de la vitesse de propagation des ondes de surface. Il faut donc attendre la fin des variations de vitesse pour ajuster le retard. La variation de vitesse est alors fonction de la différence des retards artificiels introduits dans la boucle.

La seconde méthode moins stable en fréquence est plus commode d'emploi, car aucun réglage n'est nécessaire. Elle permet les mesures de variations continues de vitesse.

Dans le prochain chapitre, nous relaterons des mesures de variations de vitesse en fonction de la température, réalisées avec ce second banc de mesure.

.../...

Les deux méthodes de bouclage en impulsions que nous venons de décrire réalisent un profit sensible sur les méthodes que nous avons trouvées dans la littérature. Bien qu'opérationnelles, elles restent assez délicates d'emploi et malgré les précautions prises, encore sensibles aux impulsions parasites, ce qui provoque des accidents sur les courbes de variation de fréquence en fonction du temps. Ces impulsions perturbent les mesures, sans cependant les fausser : l'allure générale des courbes permet l'élimination sans ambiguïté de ces accidents.

Tous les enregistrements faits le soir ou les jours fériés étaient beaucoup moins perturbés. D'autre part, les expériences réalisées dans une cage de Faraday, n'ont pas amélioré les résultats. L'origine des parasites semble donc provenir essentiellement du réseau de distribution. Il aurait été indispensable, soit de se libérer du réseau en se servant de batteries, soit de filtrer convenablement le réseau.

Plutôt que de nous lancer dans cette voie, nous avons préféré envisager une solution ne comportant pas de déclenchements et par conséquent, théoriquement, beaucoup moins sensible aux impulsions parasites extérieures.

4.2.3 Banc de mesure utilisant des ondes entretenues [43].

Conserver l'idée de bouclage et travailler avec des ondes entretenues revient à réaliser un oscillateur, en utilisant la ligne à retard comme dipôle de réaction d'un amplificateur; de ce fait, le banc mesure des variations de vitesse de phase.

Dans une première partie, nous exposerons les conditions de fonctionnement et l'influence des divers paramètres sur la fréquence entretenue puis, nous décrirons les réalisations faites au laboratoire et enfin les résultats obtenus.

4.2.3.1 Théorie.

L'onde acoustique devant être ici entretenue, le diagramme du procédé se réduit à celui de la figure 4.12.

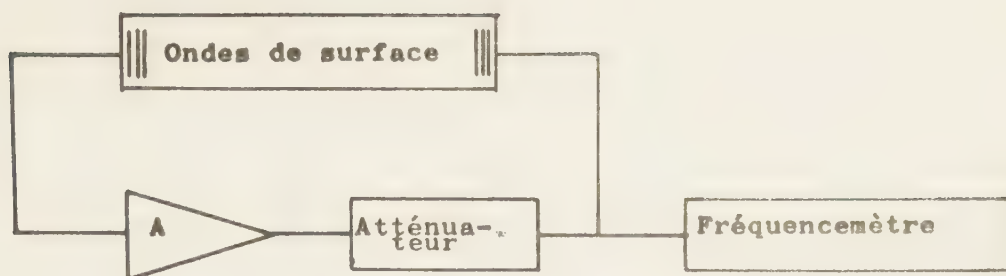


Fig. 4.12.

La tension d'alimentation de l'émetteur est fournie par l'amplificateur A ; la tension délivrée par le récepteur acoustique est amplifiée puis par l'intermédiaire d'un atténuateur réglable, amenée sur l'émetteur.

La fréquence entretenue par cet oscillateur est mesurée par le fréquencemètre. La condition de phase pour que l'onde puisse être entretenue est donnée par :

$$\frac{2\pi FL}{v} + \phi_E(F, T) + \phi_T(F, T) = 2\pi n \quad (4.2.)$$

où F , L et v désignent respectivement la fréquence entretenue, la longueur du trajet acoustique (Cf. Annexe D), et la vitesse de phase de l'onde acoustique. $\phi_E(F, T)$ représente les retards de phase dus à l'électronique et aux lignes et $\phi_T(F, T)$ le retard des transducteurs. Ces deux retards de phase sont supposés fonction de la fréquence F et de la température T .

A chaque valeur de n de l'équation (4.2.) correspond un mode différent possible. Pour $F = 17$ MHz, $L = 2,5$ cm et, dans le cas d'une propagation sur un quartz, les modes sont voisins de 126 KHz si on admet que ϕ_E et ϕ_T varient peu dans cette gamme.

L'atténuateur est réglé de telle manière que l'on soit légèrement au-dessus de la limite d'accrochage. Dans ce cas, à cause des bandes passantes limitées de l'émetteur et du récepteur, un seul mode est entretenu.

.../...

1) Cas d'un milieu non dispersif.

En dérivant l'équation 4.2. par rapport à T, il vient :

$$\frac{2\pi F}{v} \frac{dL}{dT} + \frac{2\pi L}{v} \frac{dF}{dT} - \frac{2\pi FL}{v^2} \frac{dv}{dT} + \frac{\partial \phi_E}{\partial F} \frac{dF}{dT} + \frac{\partial \phi_E}{\partial T} + \frac{\partial \phi_T}{\partial F} \frac{dF}{dT} + \frac{\partial \phi_T}{\partial T} = 0$$

d'où si l'on pose $\alpha = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT}$: coefficient de dilatation linéaire du quartz dans la direction de propagation des ondes,

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dT} = \alpha + \frac{1}{F} \left[1 + \frac{v}{2\pi L} \left(\frac{\partial \phi_E}{\partial F} + \frac{\partial \phi_T}{\partial F} \right) \right] \frac{dF}{dT} + \frac{v}{2\pi FL} \left(\frac{\partial \phi_E}{\partial T} + \frac{\partial \phi_T}{\partial T} \right) \quad (4.3.)$$

Deux sortes de termes correctifs sont donc à évaluer en fonction de la fréquence et de la température.

A. Termes fonctions de la fréquence.

Les termes correctifs $\frac{\partial \phi_E}{\partial F}$ et $\frac{\partial \phi_T}{\partial F}$ peuvent être mesurés directement. Il suffit de tracer la courbe de phase de l'amplificateur en fonction de la fréquence dans la région d'utilisation pour obtenir le premier. Quant au second, la courbe de phase de l'ensemble transducteur émetteur, ligne de propagation et récepteur en fonction de la fréquence, permettrait aussi de l'atteindre.

Cependant divers procédés très commodes utilisant la manipulation elle-même s'offrent à nous pour mesurer globalement la somme $\left(\frac{\partial \phi_E}{\partial F} + \frac{\partial \phi_T}{\partial F} \right)$.

a) La première méthode consiste à introduire dans la boucle une ligne à retard continûment variable. A chaque mesure, par réglage du retard, la fréquence est ramenée à sa valeur initiale. Cela présente l'avantage de toujours faire les mesures à une même fréquence et d'éliminer aussi tous les termes

fonction de la fréquence. Ce procédé est particulièrement intéressant, dans le cas d'un milieu dispersif, pour toute étude autre que celle de la dispersion.

La précision obtenue par cette méthode correspond pratiquement à celle des mesures des retards. A titre indicatif, la ligne à air variable étalonnée General Radio type 900-LK10 permettait d'ajuster la longueur électrique de la ligne à retard avec une précision de 0,2 millimètre.

- b) On peut aussi introduire une ligne électrique de longueur variable et connue. Cela revient à ajouter un retard de phase supplémentaire $\Delta\phi$ dans l'équation (4.2.), ce qui donne L , v et T restant constants :

$$\frac{\partial\phi_E}{\partial F} + \frac{\partial\phi_T}{\partial F} = -\frac{\Delta\phi}{\Delta F} - \frac{2\pi L}{v} \quad (4.4.)$$

Les mesures précises de $\Delta\phi$ et de ΔF permettent de calculer les deux termes correctifs si v et L sont connus et si les termes correctifs restent constants dans l'intervalle considéré.

L'équation (4.3.) devient alors :

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dT} = \frac{1}{F} \left[-\frac{v}{2\pi L} \frac{\Delta\phi}{\Delta F} \right] \frac{dF}{dT} + \frac{v}{2\pi FL} \left(\frac{\partial\phi_E}{\partial T} + \frac{\partial\phi_T}{\partial T} \right) \quad (4.5.)$$

- c) Enfin, il est encore possible d'utiliser le système d'une troisième manière. L'introduction de lignes de retard $\Delta\tau$ connu dans la boucle permet de tracer le graphe de la fréquence en fonction de $\Delta\tau$. Il suffit ensuite de se reporter à cette courbe d'étalonnage pour déterminer $\Delta\tau$ pour une valeur de F mesurée. Cette méthode reste valable même si les termes correctifs ne sont pas constants avec la fréquence.

Le procédé le plus sûr pour éliminer les erreurs dues à la fréquence, est évidemment le premier, mais il nécessite un matériel perfectionné précis et donc dispendieux. Par contre, il se prête mal à des mesures continues de variation de vitesse car il serait indispensable d'asservir le retard à la fréquence.

B. Termes fonction de la température.

En maintenant l'électronique à température constante, le terme $\frac{\partial \phi_E}{\partial T}$ est inutile. Par contre, il peut être déterminé par variation de température. Cela permet de préciser les normes de la stabilisation thermique nécessaire à la stabilité de fréquence cherchée. Enfin le terme $\frac{\partial \phi_T}{\partial T}$ peut être calculé dans le cas de transducteurs réalisés par des peignes posés sur des cristaux piézoélectriques. Il dépend principalement de la variation de la permittivité du matériau avec la température [44].

Le dernier terme, fonction de la température, correspond au coefficient de dilatation linéaire du matériau $\alpha = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT}$. Pour le quartz, par exemple, on trouve les valeurs de α dans la littérature [45] :

$$\alpha_x = \alpha_y = 14,3 \cdot 10^{-6} \text{ et } \alpha_z = 7,8 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$$

2) Cas d'un milieu dispersif.

L'emploi d'une ligne à retard continûment variable permet l'étude de l'influence de tout phénomène physique autre que la dispersion, comme nous venons de le voir (Cf. § 4.2.3.1).

Si nous ne disposons pas de ce matériel, ou que son emploi ne soit pas souhaitable, la méthode reste la même ; seul un terme correctif vient s'ajouter aux précédents, puisque l'équation 4.2. devient :

$$\frac{2\pi F}{v} \frac{dL}{dT} + \frac{2\pi L}{v} \frac{dF}{dT} - \frac{2\pi FL}{v^2} \left(\frac{\partial v}{\partial T} + \frac{\partial v}{\partial F} \frac{dF}{dT} \right) + \frac{\partial \phi_E}{\partial F} \frac{dF}{dT} + \frac{\partial \phi_E}{\partial T} + \frac{\partial \phi_T}{\partial F} \frac{dF}{dT} + \frac{\partial \phi_T}{\partial T} = 0 \quad (4.6)$$

soit :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T} = \alpha + \frac{1}{F} \left[1 - \frac{F}{v} \frac{\partial v}{\partial F} + \frac{v}{2\pi L} \left(\frac{\partial \phi_E}{\partial F} + \frac{\partial \phi_T}{\partial F} \right) \right] \frac{dF}{dT} + \frac{v}{2\pi FL} \left(\frac{\partial \phi_E}{\partial T} + \frac{\partial \phi_T}{\partial T} \right) \quad (4.7)$$

La connaissance de la courbe de dispersion permet de calculer facilement le terme $\frac{\partial v}{\partial F}$; tous les autres termes correctifs peuvent être déterminés par les méthodes précitées.

Si cette courbe est inconnue, il est possible de mesurer directement le terme correctif global :

$$- \frac{F}{v} \frac{\partial v}{\partial F} + \frac{v}{2\pi L} \left(\frac{\partial \Phi_E}{\partial F} + \frac{\partial \Phi_T}{\partial F} \right)$$

En effet, en introduisant dans la boucle des retards de phase étalonnés $\Delta\Phi$, et si la température reste constante, l'équation 4.2. donne :

$$- \frac{2\pi L F}{v^2} \frac{\partial v}{\partial F} + \frac{\partial \Phi_E}{\partial F} + \frac{\partial \Phi_T}{\partial F} = - \frac{\Delta\Phi}{\Delta F} - \frac{2\pi L}{v} \quad (4.8)$$

d'où :

$$- \frac{F}{v} \frac{\partial v}{\partial F} + \frac{v}{2\pi L} \left(\frac{\partial \Phi_E}{\partial F} + \frac{\partial \Phi_T}{\partial F} \right) = - \left(\frac{\Delta\Phi}{\Delta F} + \frac{2\pi L}{v} \right) \frac{v}{2\pi L} \quad (4.8 \text{ bis})$$

et l'équation (4.7) devient :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T} = \alpha + \frac{1}{F} \left\{ - \frac{v}{2\pi L} \frac{\Delta\Phi}{\Delta F} \right\} \frac{dF}{dT} + \frac{v}{2\pi F L} \left(\frac{\partial \Phi_E}{\partial T} + \frac{\partial \Phi_T}{\partial T} \right)$$

ce qui n'est autre que la relation 4.5. valable pour les milieux non dispersifs.

Ainsi, il est aussi facile de mesurer les variations de vitesse dues à un paramètre physique, que le milieu soit dispersif ou non.

Remarques.

1) Lorsque la dispersion est provoquée par le dépôt d'une couche sur un substrat, le terme correctif $\left(\frac{\partial \Phi_E}{\partial F} + \frac{\partial \Phi_T}{\partial F} \right)$ peut se mesurer avant le dépôt de cette couche (milieu alors non dispersif) ; il sera alors possible d'en déduire la vitesse de groupe sur une petite gamme de fréquence autour de la fréquence centrale F considérée .

En effet, $\frac{\partial v}{\partial F} = \frac{2\pi}{k} - \frac{2\pi F}{k^2} \frac{\partial k}{\partial F}$ où k est le nombre d'onde et Λ la longueur d'onde acoustique ;

soit $\frac{\partial v}{\partial F} = \Lambda - v \frac{\partial k}{k \partial F} = \Lambda (1 - \frac{v}{v_g})$ où v_g est la vitesse

de groupe à la fréquence considérée. Si l'on reporte cette expression dans l'équation (4.8. bis), elle devient :

$$+ \frac{1}{v_g} + \frac{1}{2\pi L} \left(\frac{\partial \Phi_E}{\partial F} + \frac{\partial \Phi_T}{\partial F} \right) = \left(- \frac{\Delta \Phi}{\Delta F} \cdot \frac{1}{2\pi L} \right)$$

et

$$v_g = \frac{-2\pi L}{\frac{\Delta \Phi}{\Delta F} + \frac{\partial \Phi_E}{\partial F} + \frac{\partial \Phi_T}{\partial F}}$$

A des retards $\Delta \Phi_1, \Delta \Phi_2, \dots, \Delta \Phi_n$ introduits successivement dans la boucle, correspondent des variations de fréquence $\Delta F_1, \Delta F_2, \dots, \Delta F_n$ et des fréquences $F_1 = F + \Delta F_1$, $F_2 = F + \Delta F_2, \dots, F_n = F + \Delta F_n$; on pourra donc déterminer les valeurs de v_g pour les différentes fréquences considérées.

2) Nous avons ici retenu la température comme paramètre faisant varier la vitesse de phase, mais, à température constante, on peut évidemment étudier les variations de vitesse avec d'autres paramètres physiques. Il suffit d'écrire une équation comparable à l'équation (4.2) mais plus simple.

Supposons que $v = f(p)$, p étant un paramètre physique quelconque. L'équation (4.2) se réduit à :

$$\frac{2\pi FL}{v} + \Phi_E(F) + \Phi_T(F) = 2\pi n \quad (4.2. bis)$$

d'où il résulte que :

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dp} = \frac{1}{F} \left[1 + \frac{v}{2\pi L} \left(\frac{\partial \Phi_E}{\partial F} + \frac{\partial \Phi_T}{\partial F} \right) \right] \frac{dF}{dp}$$

.../...

4.2.3.2 Réalisation.

La méthode très générale que nous venons d'exposer peut convenir à divers types d'ondes, volume ou surface se propageant dans différents milieux dispersifs ou non. Cependant, pour les ondes de volume, il faudra veiller à ce que des ondes stationnaires ne s'établissent pas entre émetteur et récepteur, phénomène pratiquement inexistant avec des ondes de Rayleigh.

Nous avons appliqué cette méthode au cas des ondes de Rayleigh se propageant suivant l'axe ox d'un quartz taille y , muni de deux peignes interdigités. Deux groupes d'essais ont été réalisés.

1° - Sans adapter les transducteurs (Matériel A).

On utilise ici un amplificateur à large bande donnant un gain de 60 dB. En maintenant fixée à quelques dixièmes de degrés près la température de l'électronique, on obtient des stabilités en fréquence de quelques 10^{-6} (50 Hz sur 17 MHz). Le terme $\frac{\partial \nu_E}{\partial T}$ a pu être mesuré : on trouve une variation de 100 Hz/°C, ce qui justifie la qualité de la stabilisation.

Par ailleurs, toute variation de tension d'alimentation modifie brutalement le retard de l'électronique et après une période d'évolution aboutit à un nouvel état stable correspondant aux nouveaux points de fonctionnement des transistors et de leurs températures de jonction. Il a été déterminé expérimentalement que pour avoir une stabilité de 10 Hertz, les alimentations devaient être stabilisées à 10^{-4} près.

Enfin, pour atteindre les stabilités de quelques 10^{-6} pendant plusieurs heures, il est indispensable de réaliser ici encore un montage rigide afin d'éviter toute variation de capacité du système par

.../...

déformation mécanique. Le prélèvement de la fréquence de la boucle doit se faire de manière que la capacité ramenée par la mesure reste constante dans le temps.

Ce matériel, bien qu'utilisable présentait divers inconvénients :

- défaut de reproductivité
- encombrement nécessitant l'emploi de câbles blindés, sensibles aux impulsions parasites et difficile à fixer rigidement
- manque de finesse du réglage de l'atténuation variable seulement de dB en dB : il est alors difficile de se placer à la limite d'accrochage.

2°- En adaptant les transducteurs (Matériel B).

L'adaptation de transducteurs par self série, en réduisant les pertes d'insertion à 9 dB, a rendu possible beaucoup d'autres améliorations.

L'amplificateur utilisé est un circuit intégré vidéofréquence (PA 7600 Philco) en boîtier TO-5. Celui-ci et ses circuits de correction, sont montés dans un boîtier laiton cylindrique, qui assure un blindage correct.

Les courbes de gain et de phase en fonction de la fréquence, selon que l'amplificateur est compensé en fréquence ou non, sont données à la figure 4.13. pour une tension d'alimentation égale à 4,72 V. Dans les meilleures conditions, la bande passante à 3 dB de l'amplificateur atteint 140 MHz et le retard introduit dans la gamme 10-20 MHz reste sensiblement constant et égal à 2 ns.

L'alimentation choisie est réglée à $5 \cdot 10^{-6}$ et stabilisée à 10^{-5} (alimentation Lambda LS 513) ; elle permet de faire varier la tension de sortie de façon continue sur la gamme des millivolts et par bonds sur les autres gammes.

Le gain de boucle peut alors se régler par la tension d'alimentation appliquée au circuit intégré comme le montrent les courbes gain-tension des figures 4.14 et 4.15. On constate que, sur une fenêtre étroite, (Fig. 4.15), cette courbe reste sensiblement linéaire ; d'autre part, ces courbes d'étalonnage permettent d'apprécier des variations d'atténuation de l'ordre de 0,005 dB puisque la tension d'alimentation est réglable à 0,1 mv près.

Une cellule Peltier asservit la température de la surface du quartz à quelques centièmes de degré près. La figure 4.16 donne le schéma de cet asservissement. La thermistance de régulation est placée dans l'une des branches d'un système équilibré à transistors. La tension d'erreur commande un amplificateur différentiel ; celui-ci par l'intermédiaire de deux transistors de puissance, impose le sens et la valeur du courant passant dans la cellule Peltier.

Un thermocouple ou une autre thermistance, les deux dispositifs ayant été utilisés, permettent de mesurer la variation de température de la surface du quartz.

Pour limiter encore les échanges thermiques sur le quartz, celui-ci a été placé sous un vide de 10^{-6} torr. La face de référence de la cellule Peltier, ainsi que l'ensemble, se lfs d'adaptation et amplificateur, se trouvent en contact thermique avec le bâti de la machine à vide. Si la température de celui-ci se modifie par suite d'une variation de la température ambiante, il se produit de petites fluctuations de température sur le quartz. Celles-ci restent cependant inférieures au centième de degré.

La stabilité en fréquence de cette réalisation est excellente. Nous avons observé des variations de 1 à 2 Hz pendant 15 minutes et de 20 Hz sur 12 heures pour une fréquence de 17,1 MHz. Ces variations peuvent encore être facilement justifiées ; l'imprécision de ± 1 Hz due au dernier digit du fréquencemètre, explique parfaitement les premières. D'autre part, les évolutions lentes observées

sur un temps plus long (12 heures) sont dues essentiellement aux fluctuations de température résiduelles du quartz dont nous venons de parler. L'enregistrement en fonction du temps des fluctuations de fréquence et de température montre une bonne corrélation entre ces deux grandeurs. On peut donc admettre que le système est stable à 1 ou 2 Hz près.

4.2.3.3 Conclusion.

Compte-tenu de la valeur de la fréquence (17,1 MHz), la stabilité de ce banc de mesure dépasse $2 \cdot 10^{-7}$. La méthode de bouclage en ondes entretenues doit donc permettre de détecter des variations de vitesse inférieures à 10^{-6} . Elle peut aussi être précise, si l'on dispose d'une ligne électrique de retard variable étalonnée pour évaluer les termes correctifs cités précédemment. La précision de la mesure dépend essentiellement de la précision avec laquelle ces termes correctifs sont déterminés.

D'autre part, ce banc présente les avantages suivants :

- très grande simplicité
- sensibilité aux parasites faibles
- bonne fiabilité
- cellule de mesure (quartz, selfs d'adaptation et amplificateur) de dimensions réduites (20 cm x 20 cm x 5 cm) et encore réductibles.

.../...

Fig: 4.13-(a)

Gain = f (Fréquence)
— Amplificateur compensé
--- " non compensé
à V alimentation = 4,72 v

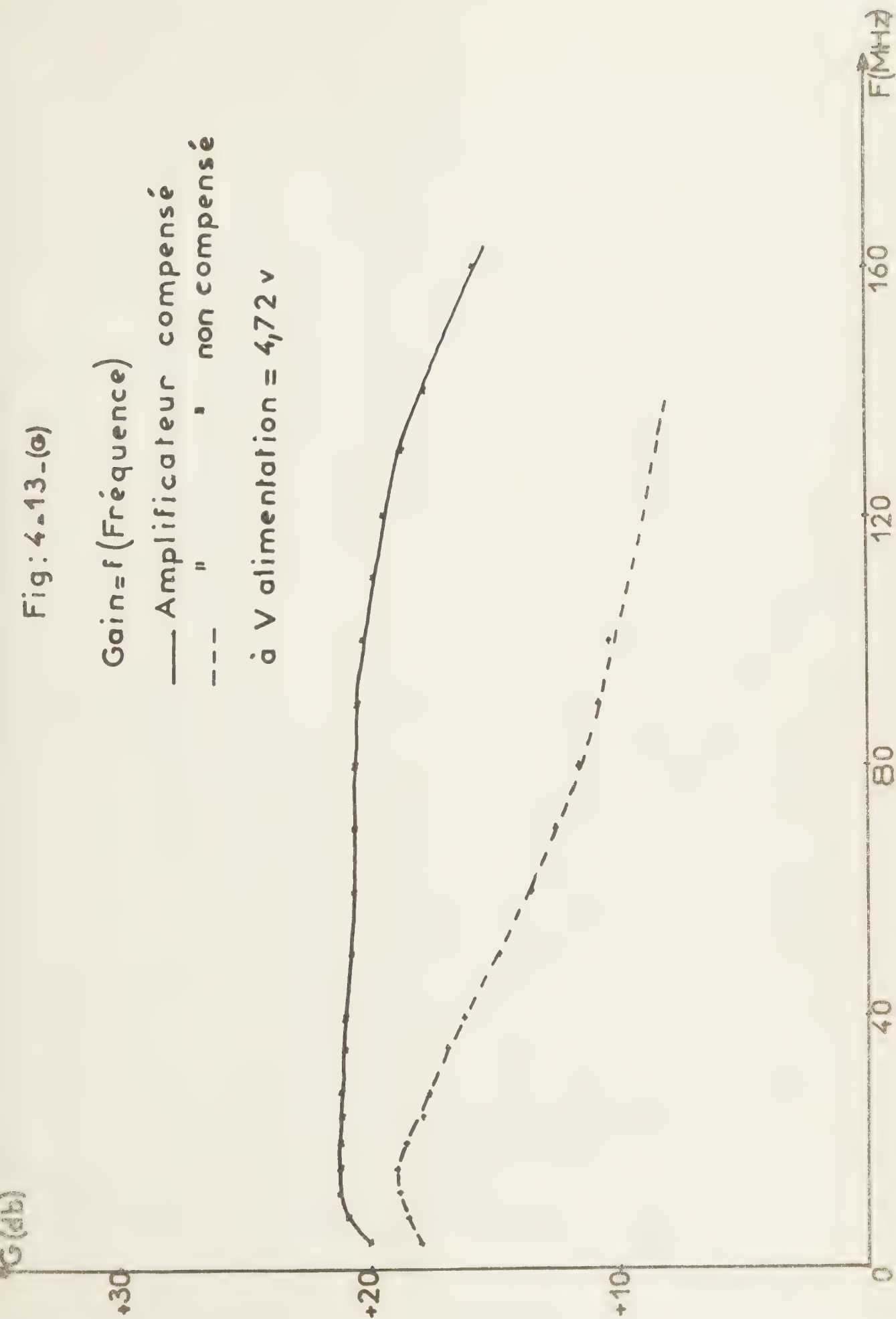
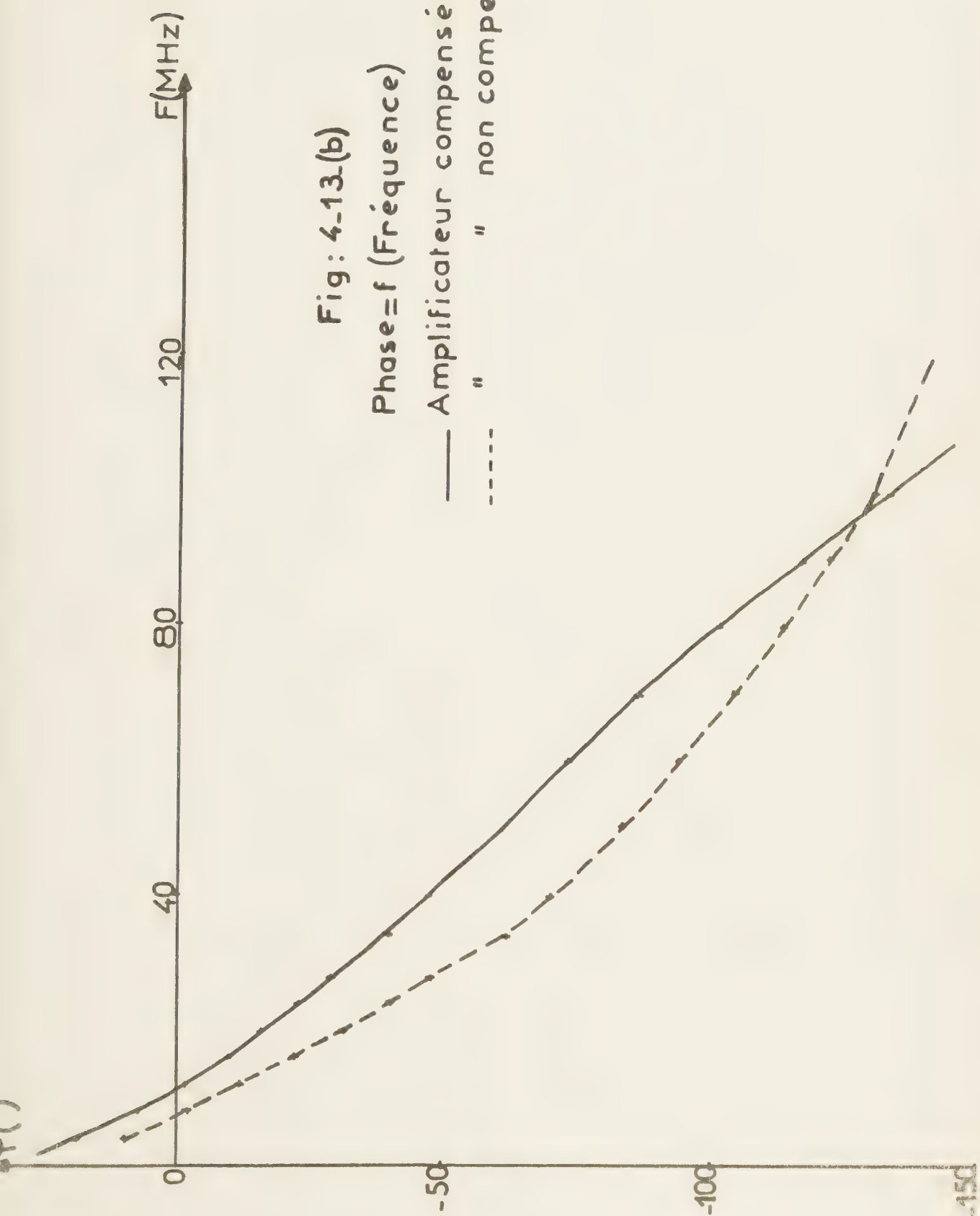


Fig: 4-13(b)

Phase=f (Fréquence)

— Amplificateur compensé

- - - " non compensé



G (db)

+ 37,5

 $G = f(V \text{ alimentation})$ $\lambda F = 17,1 \text{ MHz}$

+ 27,5

+ 17,5

+ 7,5

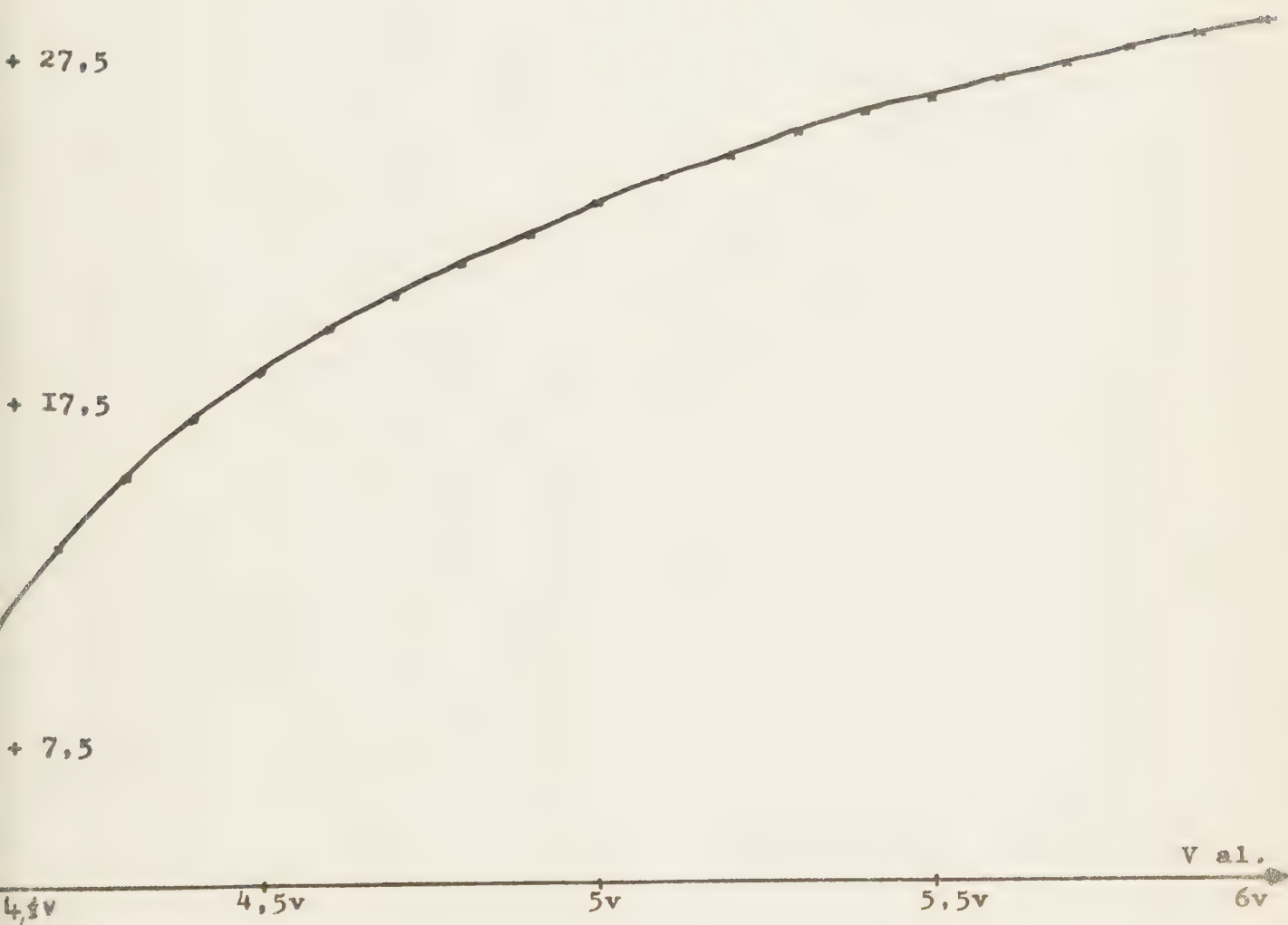


Fig : 4-I4-

G (db)

+ 29

 $G = f(V \text{ alimentation})$ à $F = 17,1 \text{ MHz}$

+ 28,5

+ 28

+ 27,5

+ 27

V al.

5,7v

5,8v

5,9v

6v

Fig : 4-15-

CHAPITRE V

UTILISATION DES BANCs DE MESURES A

QUELQUES DETERMINATIONS DE VARIATIONS DE VITESSE

Après le contrôle de la stabilité de nos matériels, il était intéressant de les essayer, en effectuant des mesures déjà réalisées par d'autres auteurs.

C'est pourquoi nous avons déterminé le coefficient de variation relative de vitesse en fonction de la température pour un quartz α (taille y propagation selon x).

Par ailleurs, ces mesures ont aussi permis de dégager les qualités et limites de chacun de nos bancs.

5.1 Banc de mesure basé sur le bouclage en impulsions.

L'étude théorique de ce montage (§ 4.2.2.2) a montré qu'une variation de vitesse de l'onde de surface provoque une variation de fréquence de bouclage.

Nous pouvons écrire, dans ce cas, compte-tenu des grandeurs définies au § 4.2.2.2 :

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_0} \frac{dT_0}{dT} &= - \frac{1}{F^2} \frac{dF}{dT} \frac{v}{L} \\ &= \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} - \frac{1}{v} \frac{dv}{dT} \end{aligned}$$

où T correspond à la température de surface du matériau et T_0 au parcours de l'onde acoustique d'un peigne à l'autre.

.../...

Il s'en déduit :

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dT} = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} + \frac{1}{F^2} \frac{dF}{dT} \frac{v}{L}$$

Soit :

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dT} = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} + \frac{1}{F^2} \frac{dF}{dT} \frac{1}{T_0}$$

Le terme $\frac{1}{L} \frac{dL}{dT}$ correspond au coefficient de dilation linéaire du quartz dans la direction de propagation ; il vaut, dans ce cas : $14,3 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$ [45].

Nous avons relevé la courbe donnant la variation de fréquence en fonction de la température de 22°C à 62°C : c'est une droite de pente $2,5 \pm 0,2 \text{ Hz}/^\circ\text{C}$ (Fig. 5.1). A 22°C , F_0 vaut $125\,765 \text{ Hz}$, d'où :

$$\frac{dF}{F^2} = \frac{2,5}{(125\,765)^2} = 152 \cdot 10^{-12} (\text{Hz}/^\circ\text{C})^{-1}$$

Il nous reste à déterminer $T_0 = \frac{L}{v}$. Pour connaître cette valeur, nous avons mesuré, à l'aide d'un oscilloscope Tektronix 454, le retard dû à l'électronique :

$$T_E = 40 \pm 1 \text{ ns}$$

Par suite, comme :

$$T_E + T_0 = \frac{1}{F} = 7,95 \mu\text{s}$$

$$T_0 = 7,91 \pm 0,001 \mu\text{s}$$

$$\text{et} \quad \frac{dF}{F^2} \frac{1}{T_0} = (20 \pm 1,6) \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$$

Nous en tirons le coefficient de variation de vitesse :

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dT} = (34,3 \pm 1,7) \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}.$$

(Hz)

17125000

Courbe $F = f(\theta)$

Bouclage par impulsions

60

50

40

30

20

10

00

90

80

70

60

 $\theta (^{\circ}C)$

32°

42°

52°

Fig : 5-1-

Ces calculs permettent de constater que l'erreur sur la valeur du retard de l'électronique influe peu sur la valeur finale. En effet, une erreur de 2,5 % sur le retard par exemple, n'introduit qu'une perturbation relative de l'ordre de $1,25 \cdot 10^{-4}$ sur le temps de propagation de l'onde. Cette méthode de bouclage par impulsions permet donc de mesurer, aussi, avec une bonne précision, la valeur absolue du temps de propagation.

Enfin, nous pouvons aussi calculer la variation absolue du temps de propagation due à l'influence de la température, sur la ligne à retard considérée :

$$dT_o = \frac{dL}{L} T_o + \frac{1}{F^2} dF$$

Soit : $\Delta T_o = 271 \pm 13 \text{ ps}/^\circ\text{C}$.

La méthode de bouclage en impulsions permet donc de déterminer :

1. - le coefficient de variation relative de vitesse en fonction d'un paramètre physique
2. - Le retard de la ligne, constituée par l'ensemble émetteur-quartz-récepteur
3. - la variation absolue de ce retard en fonction d'un phénomène physique à la surface du quartz.

5.2 Banc de mesure basé sur le bouclage en ondes entretenues (Cf. § 4.2.3).

Ce banc étant beaucoup plus sensible que le précédent, nous avons donc pu observer des variations absolues de fréquence beaucoup plus élevées, pour une même variation de température. Les mesures ont été réalisées dans trois conditions différentes :

1. - les transducteurs n'étant pas adaptés (Matériel A)
2. - les transducteurs étant adaptés et le quartz à la pression atmosphérique (Matériel B)
3. - Les transducteurs étant adaptés et le quartz sous vide (Matériel B) .

5.2.1 Mesures réalisées dans les conditions 1. (Cf. § 4.2.3.2)

L'électronique placée dans une étude est maintenue à la température de $43^{\circ} \pm 0,1^{\circ}$. Le quartz sur lequel se propagent les ondes de Rayleigh est placé dans un vase Dewar, sa température étant modifiée par une cellule Peltier. Les températures sont mesurées à l'aide de thermistances. Dans la gamme 20°C - 80°C , la variation de fréquence est linéaire en fonction de celle de la température. On a obtenu une pente de $425 \text{ Hz}/^{\circ}\text{C}$.

Bien que les variations de fréquence soient assez reproductibles, les valeurs absolues de la fréquence peuvent changer de quelques centaines de Hertz d'un jour à l'autre en raison des diverses difficultés signalées plus haut (Cf. § 4.2.3.2 (1)).

5.2.2 Mesures réalisées dans les conditions 2 (Cf. § 4.2.3.2).

L'électronique, beaucoup moins sensible à la température que la précédente, reste à la température ambiante. Seul le quartz est thermostaté. Deux thermocouples cuivre-constants placés à chaque bout du quartz contrôlent sa température : bien que permettant de détecter des différences de $0,05^{\circ}\text{C}$, ils n'ont jamais indiqué de gradient de température à la surface du quartz. Par ailleurs, quand le cycle de température passe par un maximum, les extremums de fréquence et de température se correspondent parfaitement.

Aux vitesses d'évolution de la température, les écarts de fréquence obtenus par croissance ou décroissance de la température n'excèdent pas 30 Hz (sur 17 MHz).

Les mesures ont été recommencées entièrement trois fois à plusieurs jours d'intervalle. Les courbes fréquence / température sont pratiquement confondues et nous donnent une pente de $415 \text{ Hz}/^{\circ}\text{C} \pm 5 \text{ Hz}/^{\circ}\text{C}$ (Fig. 5.2).

.../...

(MHz)

$$F = f(\theta^\circ)$$

x + : mesures identiques à
quelques jours d'intervalle

7,160

7,155

7,150

7,145

7,140

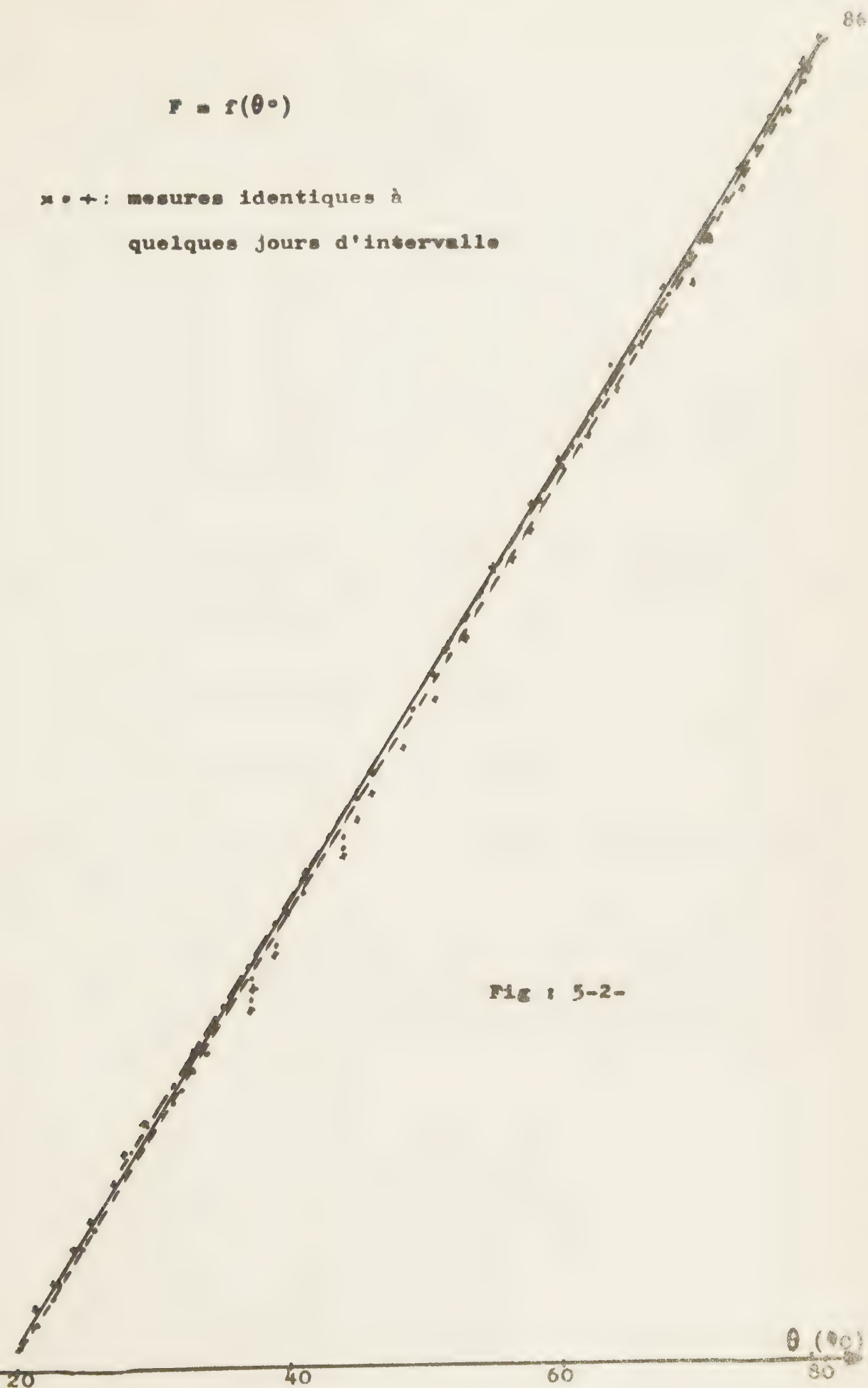


Fig : 5-2-

La stabilité et la reproductibilité des mesures sont étonnamment grandes. Il faut cependant faire remarquer que parfois on observe des sauts brusques de fréquence de 30 ou 40 Hz que nous attribuons pour le moment à des modifications probables de l'état de surface (pollution de la surface). D'autre part, ces mesures ont été réalisées en dynamique, c'est-à-dire qu'il peut toujours se produire un "hystérésis" entre la température du quartz et l'élément de mesure.

Pour déterminer la variation de vitesse de propagation des ondes de Rayleigh avec la température, il est nécessaire de mesurer la somme $\frac{\partial \phi_E}{\partial F} + \frac{\partial \phi_T}{\partial F}$. Cela a été réalisé comme il est dit plus haut (§ 4.2.3.1).

En ajoutant dans le bouclage un câble qui provoque un retard de phase $\Delta \phi \approx 10,7^\circ$ à la fréquence de travail, on observe une variation de fréquence : $\Delta F = - 5082$ Hz.

L'équation (4.3) s'écrit alors :

$$\frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{dT} = \alpha + \frac{1}{F} \left(- \frac{v}{2\pi L} \frac{\Delta \phi}{\Delta F} \right) \frac{dF}{dT}$$

si l'on admet que le second terme $\left(\frac{\partial \phi_E}{\partial T} + \frac{\partial \phi_T}{\partial T} \right) \frac{v}{2\pi FL}$ est négligeable.

En effet, la température de l'électronique étant fixe, seul le terme $\frac{\partial \phi_T}{\partial T}$ peut se modifier. Or, la permittivité du matériau restant inchangée avec la température [46], $\frac{\partial \phi_T}{\partial T}$ est négligeable.

Il en résulte que :

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dT} - \alpha = (17,7 \pm 0,6) \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$$

si l'on prend $v = 3,16 \pm 0,02$ mm/ μ s

$F = 17,150$ MHz

$L = 2,518 \pm 0,004$ cm.

.../...

On en déduit le coefficient de température :

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dT} = A + \alpha = (32 \pm 0,7) 10^{-6}/^{\circ}\text{C}.$$

5.2.3 Mesures réalisées dans les conditions 3 (Cf. § 4.2.3.2).

Ces mêmes mesures ont été réalisées avec l'électronique et le quartz placé sous vide (pression 10^{-6} Torr), ceci pour limiter les pertes thermiques parasites. Deux thermistances de mesure, en contact avec la surface du quartz, permettent de contrôler sa température.

Les mesures de la fréquence de bouclage, en fonction de la température, ont été faites par paliers, pour des montées et descentes en température, afin d'éviter l'hystérésis dont nous avons parlé au paragraphe 5.2.2.

Après plusieurs jours d'intervalle, les résultats enregistrés se sont révélés les mêmes (Fig. 5.3). La pente de la droite est alors de 394 ± 5 Hz/ $^{\circ}\text{C}$ et le coefficient de variation de vitesse vaut :

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dT} = (31,3 \pm 0,7) 10^{-6}/^{\circ}\text{C}.$$

Remarques :

- 1° - Les petites différences obtenues selon que le quartz est placé à pression atmosphérique ou sous vide, ne semblent pas dues à la variation de pression, comme le confirment les expériences que nous avons pu faire à différentes pressions. Nous l'expliquerons par une dissipation différente de chaleur, aux niveaux des capteurs de température, par une modification éventuellement faible des selfs d'adaptation, par l'hystérésis pouvant exister dans les mesures de température faites en dynamique (Cf. § 5.2.3), et par le fait que les capteurs de température ne soient pas identiques.

.../...

Fig. 5-3

Fréquence = f (température) (cf. §5.2.3.)

- Montée et descente en température par
paliers à quelques jours d'intervalle

{ + montée
 { - descente
 { Δ montée
 { . descente

022

021

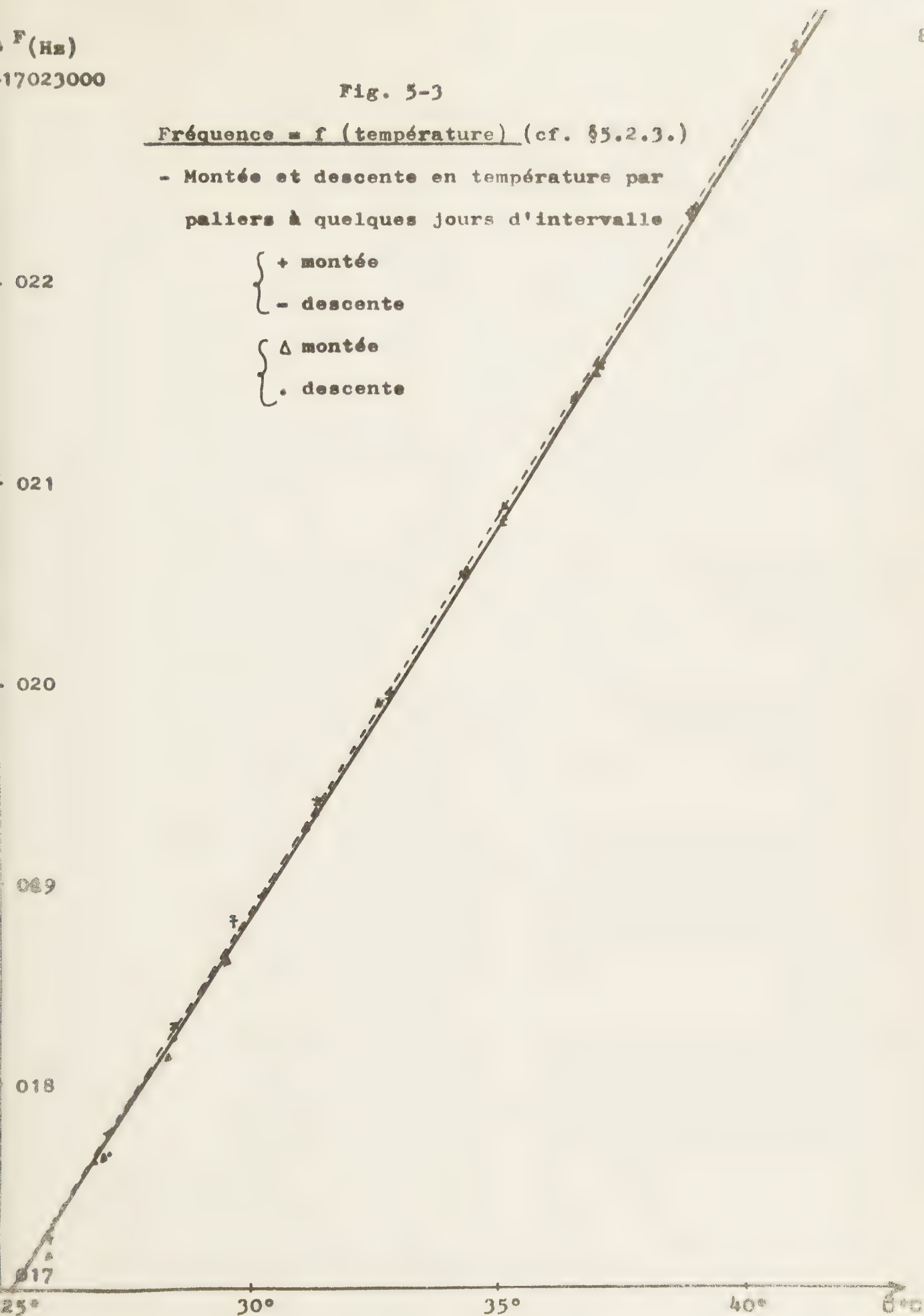
020

019

018

017

25° 30° 35° 40° 45°



- 2° - Pour des variations larges de fréquence (10 KHz) nous avons vérifié que les termes correctifs fonction de la fréquence ne sont pas constants. La méthode d'étalonnage par courbes $F = f(\tau)$, résoud aisément cette difficulté. L'expérience menée à l'aide de lignes étalonnées "General Radio" type 874 a montré sa souplesse et sa fiabilité. A une heure d'intervalle les deux courbes d'étalonnage se correspondaient à 1 ou 2 Hz près.

Comme les courbes dépendent un peu de la valeur des selfs d'adaptation, il faudra vérifier l'étalonnage avant chaque série de mesures, ce qui ne demande que quelques minutes.

Une détermination empirique de l'équation de la courbe peut être envisagée (à l'aide de 4 ou 5 points de mesure) : elle ne peut qu'augmenter la précision des déterminations.

- 3° - La précision sur la valeur du terme $\frac{1}{v} \frac{dv}{dT}$, dépend essentiellement de celle avec laquelle $\Delta\phi$ et v sont mesurées. C'est pour quoi, il est utile d'être capable de déterminer la vitesse, dans les conditions de l'expérience.
- 4° - Dans la détermination du coefficient $\frac{1}{v} \frac{dv}{dT}$, nous avons supposé négligeable le terme $(\frac{\partial \phi}{\partial T} + \frac{\partial \phi}{\partial T}) \frac{v}{2\pi FL}$; celui-ci serait nul, si l'on avait étudié la variation de la vitesse en fonction d'un autre paramètre physique que la température. Le résultat serait alors encore plus précis.
- 5° - Le système est intéressant pour la mesure des températures de surface du quartz d'autant que la courbe d'étalonnage est linéaire. Puisque l'on obtient des variations de l'ordre de 400 Hz/°C, on peut facilement définir le 1/100 de degré.

5.3. Conclusion.

Le tableau suivant donne, avec nos résultats, ceux obtenus par M.B. Schulz et al [40] et par Ainger et al [47].

.../...

Mesures dans les conditions de :	$\frac{1}{v} \frac{dv}{dT}$	Précision absolue
	/°C	/°C
M.B. Schulz et al	$36 \cdot 10^{-6}$	$\pm 10^{-6}$
F. W. Ainger et al	$-23 \cdot 10^{-6}$	
Bouclage en impulsions	$34,3 \cdot 10^{-6}$	$\pm 1,7 \cdot 10^{-6}$
Bouclage en ondes entretenues	$32 \cdot 10^{-6}$ $31,3 \cdot 10^{-6}$	$\pm 0,7 \cdot 10^{-6}$

Nos résultats concordent bien entre eux et avec ceux de Schulz. Seul le résultat d'Ainger et al est fort différent. Comme ceux-ci négligent le terme α qui traduit l'allongement du quartz sous l'effet de la température, cela justifie pleinement l'écart de la valeur absolue. D'ailleurs, si l'on tient compte de ce terme, on trouve $37,3 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$; par contre, la différence de signe reste inexpliquée.

Par ailleurs, il est bien difficile de pouvoir comparer les précisions de ces mesures ; celle de Schulz et al, par exemple, sont relevées sur une courbe et la valeur inscrite au tableau est

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dT} = (36 \pm 1) \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$$

sans prétendre cependant que c'est la précision de leurs mesures.

Il semble logique d'attribuer les légères différences entre nos résultats et ceux de M.B. Schulz et al au fait que ceux-ci ont négligé dans leur mesure [Cf. § 4.1.2] les termes correctifs dûs à la variation de phase des transducteurs en fonction de la fréquence.

.../...

L'étude faite en fonction de la température constitue une preuve supplémentaire de la très grande sensibilité et du bon fonctionnement des bancs de mesure que nous avons réalisés.

Tableau comparatif des différents dispositifs de mesure de variation de vitesse des ondes de surface.

Nous indiquons dans ce tableau les différents procédés de mesure de variation de vitesse des ondes de surface, ainsi que leurs principales caractéristiques.

Banc de mesure	Principe	Stabilité	Caractéristiques
de D.P. Morgan et E.A. Ash (§ 4.1.1)	Comparaison entre la phase du signal d'entrée et celle du signal de sortie ; utilisation d'ondes modulées en amplitude par un signal B.F.	Inconnue	- Mesure absolue du retard de groupe : par déduction - mesure de variation de retard de groupe par suite, sensibilité faible (non précisée par les auteurs)
de Schulz et al (§ 4.1.2)	Technique semblable mais utilisation d'une onde modulée en impulsions	Inconnue	- Mesure de la variation de la vitesse de groupe - sensibilité voisine de 10^{-5} (*) - peu compatible à un milieu dispersif - nécessité d'un signal sans résiduelle H.F.
de Cambon (§ 4.1.3)	Comparaison entre les phases des signaux de sortie sur deux substrats, la référence étant la phase du signal d'entrée. Utilisation d'ondes continues	Inconnue	Sensibilité voisine de 10^{-4} et fonction de celle des appareils de mesure (*) - nécessité de deux substrats identiques - mesure de variation de vitesse de phase.
Bouclage par impulsions - introduction d'un retard artificiel (§ 4.2.2.4)	Le signal recueilli sur le transducteur récepteur est renvoyé sur l'émetteur après remise en forme et amplification ; introduction d'un retard étalonné dans la boucle pour augmenter la stabilité	$5 \cdot 10^{-7}$	-sensibilité grande (10^{-6}) - mesure de : -variation de vitesse -temps de propagation -variation du temps de propagation -mesures continues impossibles

Banc de mesure	Principe	Stabilité	Caractéristiques
Bouclage par impulsions ; synchronisation de la porteuse par impulsion de boucle	Identique au précédent, mais synchronisation de la porteuse par impulsion de boucle pour augmenter la stabilité	4.10^{-5}	- sensibilité moyenne (10^{-5}) - mesure de : - variation de vitesse - variation de retard - temps de propagation - mesures continues possibles - sensible aux impulsions parasites
Bouclage en ondes entretenues	Identique au précédent mais utilisation d'ondes entretenues	2.10^{-7}	- sensibilité très grande (5.10^{-7}) - applicable aux milieux dispersifs ou non - extrême simplicité - mesure de variation de vitesse de phase - sensible aux ondes stationnaires et insensible aux impulsions parasites

(*) : Nous avons apprécié ces sensibilités à partir des valeurs expérimentales des auteurs.

.../...

CONCLUSION

Une étude bibliographique a montré l'impossibilité actuelle d'atteindre des précisions supérieures au millième, dans la mesure de vitesse absolue des ondes de surface quelle que soit la méthode employée. Cela justifie pleinement les méthodes sensibles capables de mesurer de faibles variations de vitesse autour d'une valeur donnée. Cette étude a permis, par ailleurs, de retenir les méthodes de bouclage comme étant les plus susceptibles d'atteindre le maximum de sensibilité.

Un très bref recensement des divers types d'ondes acoustiques de surface permet d'affirmer que les méthodes ici décrites et appliquées aux ondes de Rayleigh peuvent l'être à tous les autres types.

Afin de pouvoir mesurer la valeur de la vitesse dans des conditions expérimentales voisines de celles des mesures de variation, quelques méthodes ont été adaptées avec succès (précision évoluant selon la méthode de 0,6 % à 4 %).

La méthode de bouclage, à la base de toutes nos réalisations, consiste essentiellement à renvoyer sur le transducteur émetteur l'onde électrique recueillie par le transducteur récepteur, avec amplification convenable et une éventuelle remise en forme.

Plusieurs variantes de cette méthode ont été étudiées et ont conduit à la réalisation de plusieurs bancs de mesures ; ces variantes peuvent être classées sous deux rubriques : celles utilisant des impulsions, celles travaillant en ondes entretenues.

La méthode par impulsions permet d'atteindre la vitesse de phase, si le milieu n'est pas dispersif et la vitesse de signal dans le cas contraire, vitesse confondue avec la vitesse de groupe pour un signal reçu peu déformé.

.../...



Le problème fondamental posé par ce système réside dans le manque de relation de phase entre la fréquence de bouclage et la fréquence porteuse. Deux solutions ont été apportées.

- L'introduction d'un retard artificiel dans la boucle, moyennant une fréquence porteuse très stable, donne des stabilité en fréquence de 5.10^{-7} . Cela fournit un banc de mesure très sensible, nécessitant le réglage du retard et, par conséquent convenant plus à des mesures statiques que dynamiques.
- La synchronisation de la porteuse à l'aide des impulsions de boucle a nécessité la construction d'un multivibrateur très stable en fréquence et d'une électronique introduisant un retard constant. Ce système se prête très bien à des mesures en dynamique (variations de vitesse évoluant dans le temps), mais cet avantage se soldé par une perte de stabilité (4.10^{-5}).

Ces deux systèmes, malgré bien des précautions ici décrites, restent encore un peu sensibles aux impulsions parasites qui, d'ailleurs, ne perturbent pas les valeurs des mesures obtenues.

La méthode travaillant avec des ondes entretenues a donné lieu à la construction d'un banc d'étude et d'un banc définitif. Outre la simplicité et les dimensions réduits de ce dernier, il présente une sensibilité importante (variation de vitesse de 5.10^{-7} décelable) et, sans être sensible aux impulsions parasites, il permet des mesures en "dynamique". Par ailleurs, il peut aussi détecter des variations d'atténuation de 0,005 dB par ajustement du coefficient d'amplification.

Pour chacun de ces matériels, nous nous sommes efforcés de préciser les grandeurs mesurées (vitesse de phase, de groupe et de signal), d'attirer l'attention sur les difficultés à surmonter. Une étude comparative des qualités des divers bancs est donnée ainsi qu'une étude critique des précisions obtenues et possibles.

.../...

Quelques mesures, faites par d'autres auteurs avec des méthodes différentes, ont été reprises. La concordance de nos résultats avec les leurs complète ce travail.

En particulier, le dernier banc construit, compte-tenu de ses caractéristiques, semble riche de promesses pour les applications suivantes :

- réalisation d'un thermomètre de surface,
- recherche de défauts superficiels,
- étude de l'adsorption de gaz par des couches minces ou des surfaces cristallines,
- mesure de l'épaisseur des couches minces

Divers travaux, concernant ce dernier point, sont en cours au laboratoire et donnent déjà quelques résultats.

Les perspectives ainsi ouvertes semblent vastes tant du point de vue connaissance des surfaces, qu'applications industrielles.

A N N E X E A

BREFS RAPPELS SUR LES TRANSDUCTEURS D'ONDES DE SURFACE

Il existe plusieurs méthodes capables d'engendrer des ondes élastiques de surface : méthode du coin, méthode de peignes en duralumin posés sur le matériau, méthode de peignes gravés, etc... Un recensement assez complet de toutes ces méthodes a été fait par R.M. White [33].

Nous ne présenterons ici que celles intervenant dans les différents dispositifs de mesure de vitesse et de variation de vitesse de propagation des ondes de surface ; elles fournissent indistinctement des transducteurs émetteurs et récepteurs.

A.1. Transducteurs utilisant des coins de plastique.

Une onde longitudinale de volume est excitée, par l'intermédiaire d'une céramique ferro-électrique, dans un coin de plastique posé sur la surface (Cf. Fig. A.1.).

Si l'angle "a" du coin, c'est-à-dire l'angle d'incidence de l'onde de volume satisfait la relation :

$$\sin a = \frac{v_1}{v_R}$$

avec v_1 = vitesse de l'onde longitudinale dans le coin
 v_R = vitesse de l'onde de Rayleigh sur le matériau
 une onde de surface se produit.

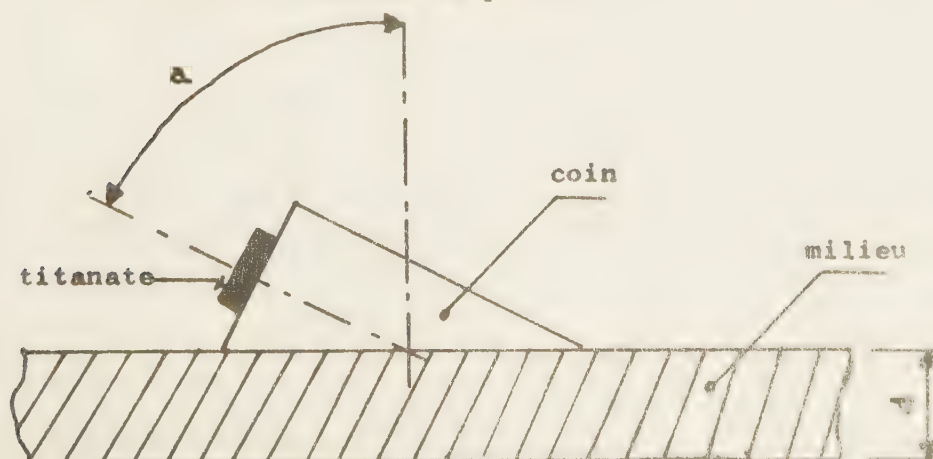


Fig. A.1.

Lorsque l'épaisseur " d " du milieu est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, il est possible de propager une onde de Lamb (Cf. § 2.1.3.). Par contre, si " d " est suffisamment grand par rapport à la longueur d'onde, le milieu peut être considéré comme demi-infini et dans ce cas, l'onde de surface possible est une onde de Rayleigh.

La vitesse de propagation de l'onde de Lamb est toujours supérieure pour un milieu donné, à celle de l'onde de Rayleigh ; il en résulte que l'angle d'excitation " α " est plus faible pour l'onde de Lamb que pour celle de Rayleigh.

Les grandeurs v_L et v_R peuvent être mesurées ou calculées.

L'excitation électrique du transducteur peut se réaliser de trois façons différentes, en appliquant :

- soit une porteuse H.F. modulée par des impulsions périodiques à faible fréquence de récurrence
- soit des impulsions périodiques de grande amplitude et à fréquence de récurrence faible (sans porteuse)
- soit une dent de scie à fréquence de récurrence faible.

Malheureusement, ce procédé ne permet pas de produire des ondes de surface à une fréquence élevée : c'est une des raisons pour laquelle les transducteurs en forme de peigne ont pris une énorme importance.

A.2. Transducteurs en forme de peigne.

Ce type de transducteur ne convient qu'aux matériaux piézo-électriques, puisqu'il est basé sur l'effet piézoélectrique. Il est composé d'un réseau d'électrodes conductrices qui produisent des champs électriques, non-uniformes, variant dans le temps. Ces champs engendrent des contraintes locales et, par suite, créent des ondes de surface.

Le choix de la géométrie du réseau (forme, dimension, nombre de dents) permet de définir la fréquence centrale, la bande passante et l'impédance de ces transducteurs.

Ces transducteurs permettent aussi d'exciter des ondes de surface à des fréquences harmoniques du mode fondamental et peuvent, selon les conditions expérimentales, produire les différents types d'ondes de surface, décrits au chapitre deux.

Ils sont fabriqués à partir de techniques de photogravure ou de procédés photographiques "Planar" [13].

Il existe deux types connus de réseau.

A.2.1 Réseau simple.

Ce réseau est composé d'un nombre fini d'électrodes parallèles appelées "dents", maintenues à un même potentiel par rapport à une électrode de masse placée sous le substrat (Fig. A.2.(a)).

Si le pas du réseau est régulier, il définit la longueur d'onde acoustique et par là, la fréquence fondamentale du transducteur. Ce type de réseau présente les avantages suivants :

- possibilité d'appliquer une tension très élevée entre l'électrode "peigne" et la masse, puisque le cristal lui-même fournit la protection entre ces deux électrodes
- fabrication plus facile.

Bien qu'il ait une efficacité beaucoup plus faible que le peigne interdigité (au moins 20 fois plus faible dans le cas du quartz), le peigne en réseau est quelquefois choisi en H.F.

4.2.2 Peignes interdigités.

Les lignes de force des champs électriques produits par un peigne interdigité, ont approximativement la configuration donnée en Figure A.2.(b). Les composantes des champs changent de signe à chaque intervalle ; la période D du réseau définit alors la longueur d'onde acoustique et par là la fréquence fondamentale.

Comme le peigne interdigité a deux fois plus d'électrodes, pour une même largeur de peigne, que le réseau simple, la fréquence fondamentale est divisée par un facteur deux ; ceci justifie parfois l'utilisation d'un réseau simple en H.F.

Par contre, les peignes interdigités à cause de leur efficacité, sont souvent préférables aux peignes en réseau. De plus, ils produisent un taux d'ondes de volume très faible.

Nous avons réalisé, par un procédé de photogravure, de tels transducteurs sur du quartz α , autour de la fréquence de 17 MHz. La période D vaut 186μ et chaque électrode a une largeur égale à 46μ . Le nombre de paires de dents est de 30 et la zone active du peigne fait 8 mm de large.

A.2.3 Schéma équivalent des transducteurs.

Pour calculer les éléments d'adaptation des transducteurs, nous avons utilisé les schémas électriques équivalents proposés par W.R. Smith et ses collaborateurs [44] représentés à la figure A.3.



Fig. A.3

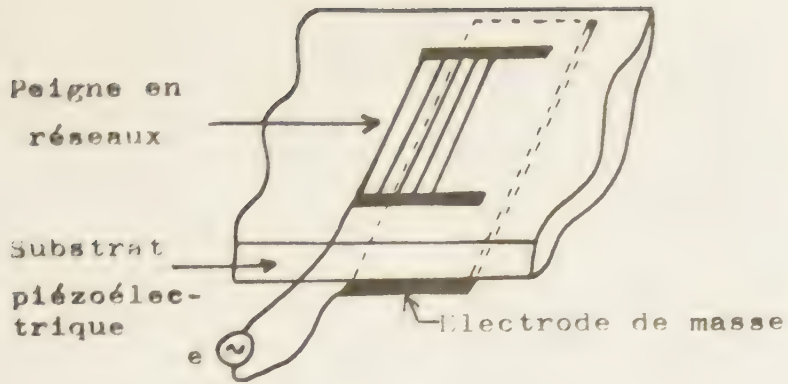


Fig : A- 2- (a)

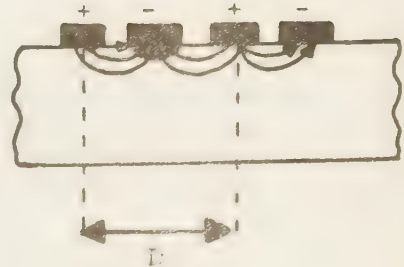
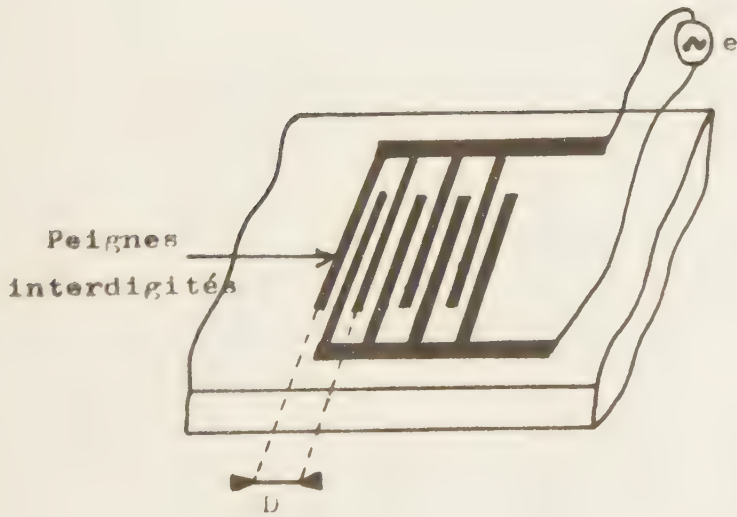


Fig : A- 2- (b)

Avec C_t : capacité du transducteur
 R_a : résistance de rayonnement
 G_a : conductance de rayonnement
 X_a : réactance de rayonnement
 B_a : susceptance de rayonnement

X_a est nulle et B_a infinie, lorsque le transducteur fonctionne à la fréquence fondamentale.

Dans le cas de nos transducteurs, la capacité C_t mesurée au "Q" mètre Ferisol, la conductance G_a déterminée au pont T.T. General Radio, valent respectivement 5,8 pF et 40 μ S. On en déduit la valeur de R_a : 105 Ω .

A.2.4 Adaptation des transducteurs.

Pour éviter les pertes dues au désaccord des circuits électriques, un circuit adaptateur d'impédance est inséré dans le montage.

Plusieurs dispositifs ont été proposés par W.S. Jones et al [48], pour des transducteurs à peignes interdigités 30 MHz composés de trois paires d'électrodes déposées sur du Niobate de Lithium.

Nous avons retenu le procédé le plus simple : introduire en série dans le circuit de l'émetteur et du récepteur une bobine de self réglable (15 μ H).

A.2.5. Bande passante des transducteurs.

Les calculs fournissant la bande passante théorique d'un transducteur à peignes interdigités sont assez compliqués. C.C. Tseng [49] propose, pour exprimer cette bande la formule empirique approchée suivante :

$$\Delta F = \frac{(1,8 \text{ à } 2) F_o}{2 N}$$

.../...

où ΔF désigne la bande passante à 3 dB d'un transducteur
 F_0 la fréquence centrale et N le nombre de paires de dents.

Cette formule appliquée à notre transducteur donne :

$$\Delta F = \frac{1,9 \times 17 \cdot 10^6}{60} = 540 \text{ KHz}$$

ce qui correspond à une bande passante à 6 dB pour une ligne à retard (émetteur-récepteur) si l'on admet peu de perte en propagation.

La mesure de la bande passante à 6 dB d'une telle ligne à retard donne :

$$\Delta F = 505 \text{ KHz}$$

Ainsi, la formule empirique donnée par C.C. Tseng concorde bien avec nos résultats. Le transducteur est donc très sélectif ($\frac{\Delta F}{F_0} \simeq 3 \%$), ce qui justifie la possibilité d'exciter les peignes avec des signaux carrés (Cf. § V).

A.3. Conclusion.

La sélectivité des transducteurs en forme de peignes impose une déformation du signal émis ; mais, comme nous le verrons en Annexe C la déformation est essentiellement due à la structure géométrique des transducteurs.

.../...

ANNEXE B

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE DES METHODES DE MESURE ABSOLUE DE VITESSE

Au chapitre 3, nous avons présenté une brève synthèse des méthodes de mesures absolues de vitesse. Nous allons les exposer ici, de façon plus détaillée, en les classant en quatre groupes :

Détermination de la vitesse à partir :

- 1) des caractéristiques géométriques du transducteur émetteur
(Cf. Annexe A),
- 2) de l'étude de la variation de la vitesse de phase entre l'émetteur et le récepteur,
- 3) de la mesure du temps de propagation d'un signal modulé en impulsion,
- 4) de la détection optique des ondes de surface.

B.1. Détermination de la vitesse de phase à partir des caractéristiques du transducteur émetteur.

(On se reportera à l'annexe A pour avoir les justifications nécessaires sur la géométrie des transducteurs).

Le principe est extrêmement simple. La fréquence des ondes de surface émises par un transducteur dépend seulement de sa géométrie. La mesure des dimensions caractéristiques de l'émetteur et la détermination de la fréquence acoustique émise permettent de calculer simplement la vitesse de propagation.

Si l'émetteur est un coin à angle variable (θ), cet angle θ_R est lié à la vitesse par la relation $v_L = v_R \sin \theta_R$ où v_L et v_R désignent respectivement la vitesse de l'onde longitudinale dans le matériau dont est constitué le coin et la vitesse de l'onde de Rayleigh sur l'échantillon. A une fréquence donnée, on détermine la valeur

.../...

optimale de θ_R pour lequel la conversion de l'onde de volume en onde de Rayleigh est la meilleure. La connaissance de v_L permet le calcul de v_R .

Cette méthode, dans ces conditions, permet la mesure pour divers matériaux compatibles avec le coin réalisé ($v_L > v_R$). La diffraction du faisceau d'ondes de volume crée une imprécision sur la détermination de θ_R . La valeur de v_R est aussi entachée des erreurs sur v_L . La précision ne peut guère dépasser 2%.

Si l'émetteur et le récepteur sont constitués de peignes en réseau [37], [51] ou interdigités, la période de ces peignes correspond précisément à la longueur d'onde acoustique sur le substrat. La mesure de ce pas et la détermination de la fréquence pour laquelle le rendement est maximal pour des ondes entretenues, donnent directement v_φ ($v_\varphi = \lambda F$).

Avec ces transducteurs, seuls les matériaux piézoélectriques peuvent être utilisés.

La précision est toujours de quelques pour cents, comme le montrent les mesures de White sur CdS [51], ZnO et PZT₄ [52]. Elle dépend essentiellement de la mesure du pas du réseau. De plus, C.C. Tseng démontra en 1967 que les valeurs trouvées par cette méthode sont légèrement inférieures aux valeurs réelles, à cause de l'influence des parties métalliques du peigne [36] sur la vitesse de propagation.

B.2. Détermination de la vitesse des ondes de Rayleigh à partir de la mesure d'un déphasage.

Il suffit, pour cela, de fixer le transducteur émetteur et de déplacer le transducteur récepteur d'une distance connue avec précision ; en mesurant la variation du retard de phase en fonction de la variation de distance, de nombreuses fois, il est possible d'atteindre des précisions de l'ordre de 0,2% sur la vitesse. Cette méthode a été utilisée par R.M. White et F.W. Voltmer, en 1965, [37] ainsi que par R.G. Pratt et T.C. Lim, en 1969 [53] pour déterminer

.../...

la vitesse de phase d'ondes de Rayleigh de la silice fondue et du quartz, d'une part, sur les faces (001), (110), (111) d'un monocristal de silicium, d'autre part.

H. Engan, en 1967, [54], L.R. Adkins et A.J. Hughes en 1969 [55], ont employé une variante de ce système.

La variation du retard de phase due à la translation du récepteur est déterminée par une méthode "d'interférences électriques". Le signal détecté, ajouté à une partie du signal d'entrée, est observé à l'oscilloscope ; cette somme s'annule avec le déplacement du transducteur récepteur, pour des positions distantes d'une longueur d'onde acoustique. S'il est possible de mesurer le déplacement entre deux zéros éloignés de 20 à 50 longueurs d'ondes, avec grande précision, au moyen d'une vis micrométrique par exemple, la vitesse de phase peut alors être connue de manière très précise. La qualité de la mesure dépend aussi, évidemment, de celle de la détermination des zéros.

Avec ce dispositif, il est possible d'obtenir une précision légèrement supérieure à 0,2%. Celle-ci peut être encore améliorée, en utilisant, au lieu d'ondes entretenues, une porteuse modulée par une impulsion. Ainsi, l'onde de surface directe pourra être distinguée, sans difficultés, des ondes réfléchies. D'autre part, si les transducteurs utilisés sont des coins, il faudra tenir compte de l'influence de la pression exercée sur le coin et de l'épaisseur de la couche d'huile qui réalise le contact mécanique. Pour minimiser les erreurs dues à ces paramètres, il est nécessaire de répéter, de nombreuses fois, les mesures et de prendre leur valeur moyenne.

Il existe d'autres variantes basées sur le même principe. Les travaux de D.P. Morgan et E.A. Ash, en 1969 [39] et ceux de M.B. Schultz, B.J. Matsinger, M.G. Holland, en 1970 [40] peuvent être cités.

Au chapitre IV, nous avons parlé de leurs dispositifs expérimentaux car, ils furent principalement employés à la mesure

de variations de vitesse, bien qu'ils peuvent s'appliquer aussi aux mesures absolues de vitesse, si, comme précédemment, le transducteur récepteur est mobile.

Par contre, si les électrodes sont directement déposées sur le substrat et par conséquent fixées, la vitesse des ondes de Rayleigh peut être déterminée à partir de la courbe :

$$\frac{\phi}{2\pi} = f(F)$$

où F est la fréquence de l'onde et ϕ le déphasage entre le signal d'entrée et le signal de sortie.

La pente de cette courbe $\frac{d\phi}{d\omega}$ correspond, par définition, au retard de groupe du signal t_g et donc, de ce fait, à V_g , vitesse de groupe du signal.

Si la courbe $\frac{\phi}{2\pi} = f(\omega)$ est linéaire, deux cas se présentent :

- la droite passe par l'origine ; la vitesse de phase égale la vitesse de groupe et le milieu n'est pas dispersif,
- la droite ne passe pas par l'origine ; le milieu est dispersif et la vitesse de phase est de la forme :

$$v_{\phi} = a + b\lambda = a + \frac{2\pi b}{k}$$

où a et b sont des constantes.

k : le nombre d'onde

et λ : la longueur d'onde

Si la courbe $\frac{\phi}{2\pi} = f(F)$ n'est pas linéaire, le milieu est fortement dispersif et il est encore possible de déterminer la vitesse de phase. En effet, nous savons que :

$$\phi = \frac{2\pi L}{\lambda} = \frac{2\pi L F}{v_{\phi}}$$

où L est la distance parcourue de l'onde et v_{ϕ} , la vitesse de phase.

.../...

D'autre part, la mesure de ϕ n'est définie qu'à $2k\pi$ près. Donc, pour atteindre la vitesse de phase, il faut lever cette indétermination.

Cette formule montre qu'à fréquence constante, si la différence de phase varie à cause d'un phénomène extérieur (dépôt d'une couche métallique, influence de la température), les variations de la vitesse de phase sont aisément déterminées. Dans le cas d'un dépôt d'une couche métallique sur la surface d'un matériau non dispersif, il n'y a pas d'indétermination, car, à l'instant de départ, les vitesses de phase et de groupe sont égales et en conséquence :

$$v_{\phi} = v_g = \frac{2\pi LF}{\phi_0} = \frac{2\pi L \Delta F}{\Delta \phi}$$

$$\text{d'où} \quad \phi_0 = \frac{\Delta \phi}{\Delta F} \cdot F$$

En 1968, J.H. Collins, H.M. Gerard, K.M. Lakin, H.J. Shaw [38] et en 1969, W.R. Smith, T.M. Reeder, J.H. Collins, H.J. Shaw [56], ont appliqué ce principe de mesure à la détermination des vitesses de phase et de groupe d'ondes se propageant à la surface de matériaux dispersif et non dispersif. Leur procédé expérimental peut être résumé ainsi : Les tensions d'entrée et de sortie, au niveau des transducteurs, sont échantillonnées à fréquence basse ($F < 500$ kHz) à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage (Hewlett-Packard, type 185 B) et sont appliquées à un phasemètre AD YU 406 H. La précision obtenue par ce dispositif expérimental est d'environ 0,1%.

Ce dispositif peut être nettement simplifié et amélioré par l'emploi d'un appareil tel que le modèle "8405 A vector Voltmeter" Hewlett-Packard. Il fournit directement la différence de phase entre les tensions d'entrée et de sortie avec une précision de 0,1° au lieu de 0,5°, dans le cas précédent. Nous l'avons utilisé sous cette nouvelle forme (Cf. § 3.2.3).

Cette méthode est d'ailleurs d'autant plus précise que la fréquence centrale, autour de laquelle sont faites les mesures, est plus élevée, car la vitesse de phase est directement proportionnelle à la fréquence.

.../...

Pour que ce type de mesure ait du sens, les signaux de référence doivent être parfaitement sinusoïdaux et la phase ne doit être perturbée ni par des phénomènes électromagnétiques, ni par des réflexions parasites de l'onde de surface.

B.3. Détermination de la vitesse des ondes de surface à partir de la mesure du temps de propagation de signal.

Pour évaluer la vitesse des ondes de surface, la méthode la plus évidente consiste à mesurer le temps de propagation d'un signal entre le transducteur émetteur et le transducteur récepteur. Le signal émis est ici une porteuse accordée sur la fréquence du mode fondamental, modulée en impulsions. Cette méthode très simple se heurte, cependant à plusieurs limitations.

Tout d'abord, il est très difficile de définir l'instant d'arrivée du signal. En effet, même si celui-ci n'est pas distordu dans sa transmission, il est toujours déformé à l'émission et à la réception. Par suite, il ne présente plus un front raide et bien souvent, le front du signal, tel qu'il a été défini au paragraphe 1.3, est noyé dans le bruit. En annexe C, une étude de la forme des signaux reçus, lorsque les transducteurs sont des peignes, clarifiera cette question.

Cette indétermination de l'instant d'arrivée du signal, fait que seule une vitesse de signal peut être mesurée ; ceci est d'autant plus vrai que le milieu de propagation est fortement dispersif ou absorbant.

Dans le cas où le milieu n'est que faiblement dispersif ou non dispersif, cette méthode permet de déterminer la vitesse de groupe de l'onde porteuse, si le temps de propagation est mesuré entre l'instant de départ et celui d'arrivée du front du signal (Cf. § 1.3).

Une autre source d'erreur systématique intervient si les transducteurs utilisés sont des coins : le temps de propagation du signal dans le plastique. Pour éliminer ce temps, il suffit de déplacer le coin récepteur d'une distance mesurée avec précision.

En 1958, à l'aide de cette méthode, K.N. Vinogradov et G.K. Ulyanov [50] ont déterminé la valeur de la vitesse des ondes de surface dans des matériaux diélectriques (verre optique, quartz amorphe) avec une précision de 2 à 3%.

Depuis, d'autres auteurs en ont utilisé des variantes. F.W. Voltmer, E.P. Ippen, R.M. White, T.C. Lim, G.W. Farnell, transmettaient le transducteur récepteur d'une distance connue ΔL et enregistraient la variation du temps de propagation Δt d'un point de phase constante de l'impulsion reçue [35]. La vitesse est alors donnée par $\Delta L/\Delta t$, avec une précision estimée à $\pm 1\%$.

En 1969, Schmidt et Voltmer ont procédé de la même façon, pour étudier la dispersion de la vitesse de groupe d'ondes se propageant à travers une couche de sulfure de Cadmium déposée sur du quartz amorphe [57]. La même année, D.P. Morgan et E.A. Ash l'ont appliquée pour déterminer la dispersion d'un retard de groupe lorsque les ondes de Rayleigh sont produites dans une couche d'argent déposée sur de l'acier [39]. Pour exciter et détecter ces ondes, ils utilisèrent la méthode du coin ; les retards sont déterminés en mesurant la largeur d'une impulsion rectangulaire auxiliaire dont le front de montée coïncide avec celui de l'impulsion acoustique transmise et le front de descente avec le front de montée de l'impulsion reçue. Le retard propre dû à la propagation dans le matériau du coin et à l'électronique, déduit d'une expérience séparée, est soustrait de la mesure. La précision sur le temps de propagation est voisine de $\pm 0,5\%$. Les écarts entre courbes théoriques et expérimentales sont de l'ordre de 4%.

Cette méthode impulsionnelle est reprise en 1970 par M.R. Daniel et J. De Klerk pour connaître la vitesse des ondes élastiques de surface se propageant à l'interface d'une couche de ZnS déposée sur de l' Al_2O_3 [58].

Il nous est impossible de mentionner ici tous les auteurs ayant utilisé ce principe de mesure ; d'ailleurs, beaucoup d'entre eux n'y font souvent qu'allusion. Tous, cependant, parlent de mesure de vitesse de groupe, ce qui suppose que les milieux de propagation ne soient que faiblement dispersifs et sans absorption (Cf. § 1.3), c'est-à-dire que le signal soit très peu déformé.

.../...

B.4. Détermination de la vitesse des ondes de Rayleigh à partir d'une détection optique.

La diffraction de la lumière par des ondes acoustiques dans des solides ou des liquides transparents peut fournir un moyen de moduler et de défléchir un rayon lumineux aussi bien qu'une manière indirecte d'observer les perturbations acoustiques. Les premiers résultats concernant la diffraction de la lumière à partir d'ondes acoustiques de surface ont été publiés en 1967. Il nous faut distinguer deux méthodes selon que la lumière est transmise ou réfléchi par le substrat ; dans ce dernier cas, plusieurs variantes, utilisant les mêmes principes de base seront étudiées.

B.4.1 Diffraction par transmission.

Ippen utilisa, le premier, cette méthode [59]. La lumière d'un laser He-Ne (6328 Å), travaillant en mode transverse fondamental, frappait sous incidence normale la surface d'un cristal de quartz, taille y, sur laquelle se propageaient, le long de l'axe x, des ondes de surface. Il observa la diffraction du type Raman-Nath dans les ordres ± 1 , à égale intensité. Un récepteur optique hétérodyne détectait la lumière diffractée

L'angle de diffraction du premier ordre, mesuré par Ippen, est sensiblement égal à :

$$\theta_1 \simeq \frac{\lambda}{\Lambda} \simeq 3,2 \cdot 10^{-3}$$

où λ = longueur d'onde optique

Λ = longueur d'onde acoustique

et F = fréquence acoustique = 15 MHz

$$\text{On en déduit } v_R = \frac{\lambda F}{\theta_1} = 2966 \text{ m/s.}$$

On constate que la valeur expérimentale est assez éloignée de la valeur théorique. Cette erreur résulte essentiellement de la précision avec laquelle est déterminé l'angle θ_1 . Il est bien évident que, plus la fréquence est élevée, plus l'angle de diffraction sera grand et donc l'erreur sera faible.

.../...

Cette méthode présente l'avantage de permettre une étude simultanée de la diffraction provoquée par les ondes de volume et par les ondes de surface.

Celle-ci fut réalisée par J. Krokstadt et L.O.Svaasand [60], à partir de la propagation d'ondes de volume et de surface dans un cristal de quartz, taille x. Ils observèrent trois pics, distincts par leurs angles, dans l'ordre de diffraction +1. Le premier correspond à l'onde de surface, le second et le troisième à une onde de volume quasi-transversale et quasi-longitudinale due à la réflexion de l'onde de surface sur les extrémités du cristal. Le troisième type d'ondes de volume, une onde purement transversale, ne contribue pas à la diffraction. Les ondes de volume sont confinées dans une région étroite, près de la surface. La vitesse de propagation de ces ondes (surface et volume) peut être déduite de l'angle de diffraction par la formule :

$$v_R = \frac{\lambda F}{\theta_1}$$

Pour les ondes de surface, les vitesses de propagation mesurées sont, selon l'axe y, $v_{Ry} = 3267$ m/s et, selon l'axe z, $v_{Rz} = 3770$ m/s ; les vitesses théoriques $v_{Ry} = 3256$ m/s et $v_{Rz} = 3779$ m/s leur correspondent à 0,3% près.

B.4.2 Diffraction par réflexion.

La lumière réfléchie par la surface, sur laquelle se propagent les ondes peut être observée soit à l'infini, soit en champ proche (diffraction de Fresnel), soit par l'intermédiaire d'un interféromètre de Michelson. Ces trois méthodes, avec diverses variantes, furent utilisées, pour mesurer la vitesse des ondes de surface.

a) Diffraction à l'infini.

W.G. Mayer, G.B. Lamers et D.C. Auth [61] ont appliqué le même principe qu'Ippen pour mesurer la vitesse des ondes de surface, mais en employant la lumière réfléchie.

.../...

En effet, supposons qu'un faisceau de lumière monochromatique de longueur d'onde λ frappe, sous un angle d'incidence φ , sur une distance L , un solide réfléchissant sur lequel se propage une onde de surface, de longueur d'onde Λ et d'amplitude a , supposée constante.

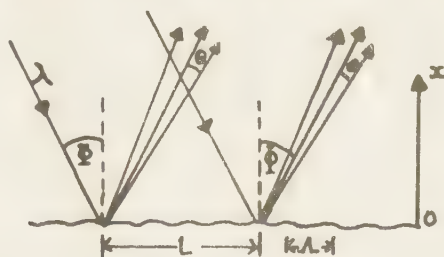


Figure B.1.

Si $a \neq 0$, une certaine quantité de lumière sera réfléchiée sous un angle différent de l'angle d'incidence φ . W.G. Mayer et al.. montrent que la position des maximums d'amplitude de la lumière réfléchiée est donnée par :

$$\theta = \pm n \frac{K}{k} = \pm n \frac{\lambda}{\Lambda \cos \varphi}$$

où $k = (2\pi/\lambda) \cos \varphi$: nombre d'onde correspondant à l'onde lumineuse

$K = 2\pi/\Lambda$: nombre d'onde correspondant à l'onde acoustique

n = nombre entier

La mesure de l'angle θ entre le premier ordre et l'ordre fondamental fournit la longueur d'onde acoustique et par suite la vitesse de phase des ondes de surface.

Si cette méthode ne permet plus l'étude des ondes de volume, elle permet d'améliorer la précision pour les ondes de surface. En effet, en augmentant l'angle φ , θ croît et par conséquent, l'erreur relative sur θ diminue.

Cette méthode ne tient pas compte des variations d'indices de réfraction dues aux composantes longitudinales de l'onde, mais ce terme est en général négligeable [62].

.../...

b) Diffraction en champ proche : (diffraction de Fresnel)

Les premiers travaux, utilisant cette méthode, furent réalisés, la même année que les précédents, par A.Korpel, L.J.Lamb et H.C.Sievering [63]. Les perturbations de surface dues aux ondes acoustiques sont considérées comme un réseau mobile de diffraction par réflexion, s'il s'agit d'ondes progressives, ou fixe, s'il s'agit d'ondes stationnaires.

Si le faisceau lumineux incident est perpendiculaire à la surface (direction x) et si les déformations acoustiques sont petites, ce réseau engendre trois ondes planes, selon la direction x et selon un angle $\pm \lambda/\Lambda$ par rapport à cette direction (ordres ± 1 de diffraction). La vitesse de phase apparente de ces deux dernières ondes, dans la direction x , est supérieure à C , vitesse des ondes électromagnétiques, d'un facteur $1/\cos(\lambda/\Lambda) \simeq 1 + (1/2) \lambda^2/\Lambda^2$. Par conséquent, elles ont une phase en avance de 2π radians, après une propagation d'une distance $x = 2\Lambda^2/\lambda$.

Les auteurs montrent que la somme de ces trois ondes peut se représenter par une onde plane, modulée en phase et en amplitude, lorsque cette onde s'éloigne, dans la direction x , de l'échantillon. Dans certains plans, distants de la surface d'une longueur $x_m = (m + (1/2))\Lambda^2/\lambda$ où $m = 1, 2, 3, \dots$, la modulation d'amplitude existe seule. Un réseau fixe, de pas égal à une longueur d'onde acoustique, placé en un de ces points, suivi par un photomultiplicateur, permet d'extraire un signal dont la fréquence est égale à la fréquence du signal acoustique.

Cette méthode fut appliquée par F.W.Voltmer, et al [35] pour détecter les ondes de surface. Des ondes stationnaires sont produites en excitant deux transducteurs par un même signal électrique ; la longueur d'onde acoustique est mesurée en comptant le nombre de zéros défilant lorsque la surface est translatée d'une distance Δx . Connaissant la longueur d'onde acoustique et la fréquence, il est facile d'en déduire la vitesse. La précision de cette méthode est estimée à mieux que $\pm 1\%$.

c) Utilisation d'un interféromètre.

La propagation d'une onde à la surface d'un matériau peut donc moduler en phase un faisceau lumineux qui s'y réfléchit. Considérons alors un interféromètre classique de Michelson, conforme à la figure B.2.

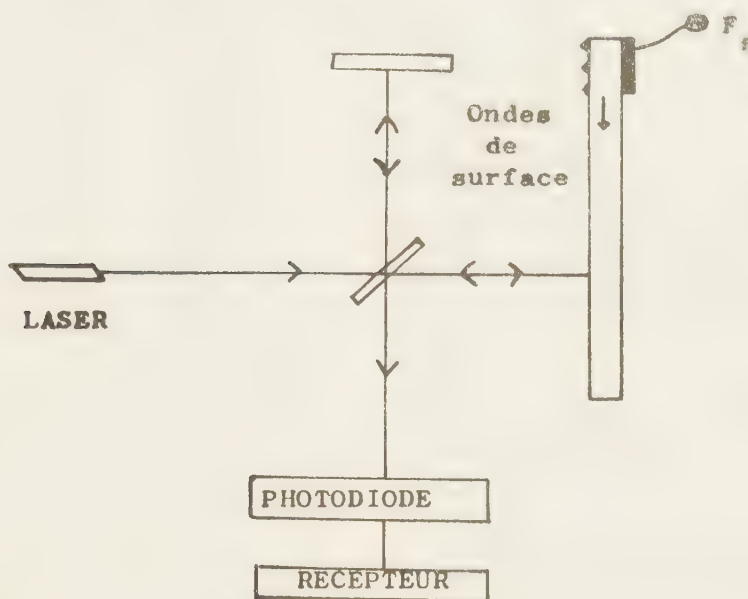


Figure B.2.

Un des miroirs est constitué par le substrat sur lequel se propagent les ondes de surface. Lorsque le système est au repos, les deux miroirs sont placés de telle façon que l'on détecte un zéro dans le récepteur. Si maintenant, une onde se propage à la surface d'un des miroirs, le faisceau réfléchi subit alors une modulation de phase, de fréquence F_s , fréquence de l'onde acoustique et d'indice de modulation, proportionnel à son amplitude [64]. Il se produit donc une différence de marche variable entre les deux faisceaux réfléchis, ce qui permet de récupérer, à la sortie du photodétecteur, un signal de même phase, de même fréquence que celles de l'onde acoustique et d'amplitude proportionnelle à celle de l'onde.

.../...

R.L. Whitman et ses collaborateurs [64], ont utilisé cette technique pour tracer la distribution d'amplitude du déplacement d'un transducteur en forme de coin. Dans leurs expériences, ils remplacèrent le miroir semi-transparent, qui coupe le faisceau laser, par une cellule de Bragg opérant à la fréquence F_b ($F_b = 25$ MHz). Ceci a deux avantages principaux : une procédure d'alignement plus simple et une augmentation de la sensibilité de détection, puisque maintenant le récepteur capte un signal de fréquence $2 F_b$, modulé en phase à la fréquence de l'onde acoustique.

Le dispositif utilisé par Whitman et al., fut repris et amélioré par E.A. Ash, R.M. de la Rue, et R.F. Humphries [65]. Ceux-ci l'ont modifié légèrement et ainsi ont déterminé les vitesses de phase et de groupe des ondes de surface. Leur dispositif se trouve à la figure B.3.

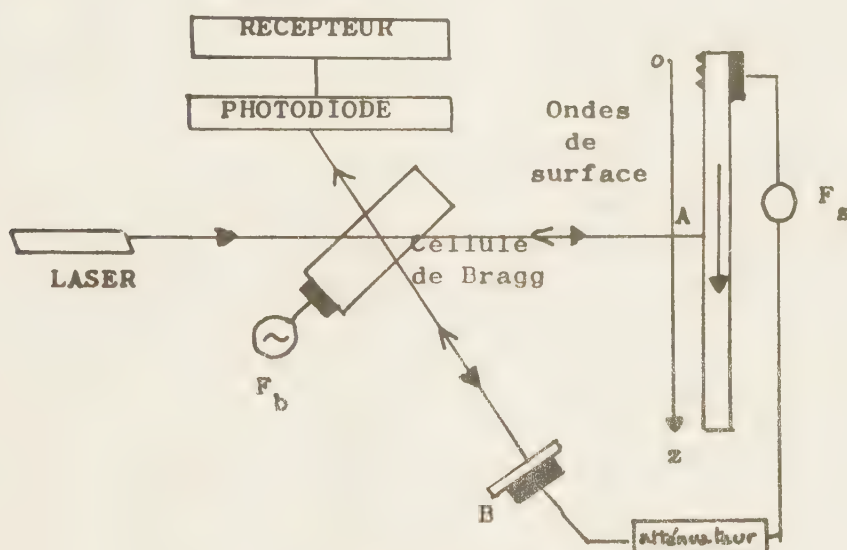


Figure B.3

La source de signal, pour l'onde acoustique, commande non seulement le transducteur émetteur de l'onde de surface, mais aussi un second transducteur fixé sur l'autre surface réfléchissante de l'interféromètre. Lorsque les deux surfaces sont au repos, il est toujours possible de régler la position d'une des surfaces par rapport à l'autre (différence de marche optique), pour détecter un signal.

.../...

Supposons maintenant, que seule l'onde de surface soit excitée ; on retrouve les conditions d'expérience de Whitman [64]. Le signal détecté, à la sortie de la photodiode, est de fréquence $2 F_b$, modulé en phase à la fréquence F_s . Il contient donc une composante de fréquence à $2 F_b$ et deux bandes latérales à $2 F_b \pm F_s$, dont l'amplitude est fonction de l'indice de modulation $m = 4 \pi u / \lambda$, où u est l'amplitude crête de l'onde de surface et λ la longueur d'onde optique. En accordant le récepteur sur la raie latérale $2 F_b - F_s$ et en détectant le signal reçu, il est donc possible de mesurer l'amplitude de l'onde de surface.

Si maintenant, nous relions la source de signal au transducteur, déplaçant la seconde surface réfléchissante, il est facile de voir que l'amplitude du signal détecté sera nulle, lorsque l'amplitude et la phase au point test A et sur le miroir B sont égales. Il est alors très facile de mesurer la vitesse de phase des ondes de surface.

En effet, plaçons, initialement l'échantillon à une position z_0 , telle que le signal détecté soit nul, la fréquence F_s des ondes acoustiques étant fixe. Il suffit de déplacer latéralement cet échantillon d'une distance Δz , en comptant le nombre de zéros successifs ; si N est ce nombre

$$\Delta z = N \lambda$$

et $v_\varphi = \frac{F \Delta z}{N}$

Comme la position d'un zéro est établie à mieux qu'un dixième de longueur d'onde, si on mesure une distance Δz correspondant à 100 zéros successifs, par exemple, la valeur de la vitesse de phase pourra être déterminée avec une précision supérieure à 0,1%. Le dispositif peut encore être amélioré par l'introduction d'un réglage de l'amplitude des ondes acoustiques, pour augmenter le contraste.

La vitesse de groupe peut aussi être connue par une technique très similaire ; il suffit de mesurer l'écart de fréquence entre deux zéros, en un point D puis en un point E de la surface,

.../...

points distants d'une longueur L ; soient ΔF_1 et ΔF_2 les écarts de fréquence en ces deux points. La vitesse de groupe est alors donnée par :

$$v_g = L \frac{\Delta F_1 - \Delta F_2}{\Delta F_1 + \Delta F_2}$$

En effet, par définition, $v_g = \frac{d\omega}{dk}$

Or $\phi = \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{2\pi l F}{v_g} = k l$ où l est la distance parcourue.

$$\frac{d\phi}{d\omega} = t_g = \frac{l}{v_g} \quad \text{où } t_g \text{ désigne le retard de groupe.}$$

Dans notre cas, le retard de groupe, mis par le signal pour se propager du point D au point E vaut :

$$\Delta t_g = \left(\frac{d\phi_1}{d\omega_1} - \frac{d\phi_2}{d\omega_2} \right) = 2\pi \left(\frac{1}{\Delta\omega_1} - \frac{1}{\Delta\omega_2} \right)$$

d'où on déduit, en faisant $v_g = \frac{L}{\Delta t_g}$, la relation donnant la vitesse de groupe.

Cette formule sera d'autant plus valable que l'on augmente le nombre de points de mesure.

D'autre part, ce procédé de mesure exige que la valeur de la vitesse de groupe ne change que très peu pour les variations de fréquence ΔF_1 et ΔF_2 (on retrouve ici les ambiguïtés de la mesure de la vitesse de groupe). Pour limiter ces variations, il faut ajuster le glissement de phase $d\phi$ à un angle, inférieur aux 2π radians, nécessaire pour passer d'un zéro au suivant.

Pour cela, on introduit un réseau déphaseur de précision dans le circuit d'excitation des transducteurs.

Enfin, il est évident que la précision sur cette mesure dépend de la stabilité en fréquence de la source de signal.

La précision sur les mesures de vitesse de groupe faites par E.A. Ash et al, est de l'ordre de 3% pour une fréquence de signal voisine de 2 MHz.

.../...

Par contre, il est difficile de réaliser des mesures à hautes fréquences acoustiques car le diamètre du spot du faisceau laser sur la surface doit rester petit devant la longueur d'onde acoustique ; dans les expériences citées précédemment, le diamètre du spot était inférieur au quart de la longueur d'onde acoustique.

Un dernier dispositif optique mis au point par B.H.Soffer, D.H.Close, M.E.Pedinoff [66], permet de déterminer la vitesse des ondes de surface à partir de la diffraction par réflexion d'un faisceau lumineux. Il consiste à réaliser par l'intermédiaire d'une lentille et d'un filtre spatial, l'image des ondes stationnaires situées à la surface du matériau et à la photographier ; cette image est modulée à la fréquence double de la fréquence acoustique. La vitesse de propagation est obtenue à partir de la mesure de la longueur d'onde et de la fréquence.

Appliquant cette méthode à l'étude des ondes de surface sur un cristal de LiNbO_3 , taille y, pour une propagation selon l'axe z, les auteurs ont déterminé une vitesse égale à $3472,5 \pm 1,5$ m/s. Cette valeur s'accorde à 2% près avec la valeur théorique calculée par Campbell et Jones [67] et mesurée par Collins, Gerard et Shaw [68].

B.5. Conclusion.

Les dispositifs de mesure absolue de vitesse sont donc multiples. D'autres travaux n'entraient dans aucune des catégories précédentes. Citons, par exemple, la technique de mesure utilisée par R.J. Serafin, D.Fryberger et M.Epstein [69], qui permet de déterminer la vitesse des composantes longitudinales et transversales de l'onde de surface, sans modifier les caractéristiques de propagation.

Nous ne pouvons énumérer ici, tous les dispositifs de mesure qui s'appliquent aux ondes de surface. Seuls, les plus utilisés ont retenu notre attention.

.../...

ANNEXE C

EMISSION ET RECEPTION DES ONDES DE RAYLEIGH PAR PEIGNES : ETUDE DE LA FORME DES SIGNAUX

Nous nous proposons ici de trouver la forme des signaux recueillis sur les peignes à partir d'hypothèses simples, relatives à l'émission de chaque dent.

Dans une première partie, nous admettrons que chaque dent émet la même amplitude d'onde de Rayleigh et que les déformations s'ajoutent algébriquement.

Dans une seconde partie, nous étudierons l'influence d'une atténuation éventuelle de l'onde lors de la propagation sous les peignes.

A cause de l'identité des deux peignes émetteur et récepteur et de la linéarité de l'effet piézoélectrique inverse, nous admettrons que nos hypothèses sont aussi vraies à la réception. Notre raisonnement est valable quel que soit le type de peignes envisagé dans le rapport.

C.1. Forme des signaux lorsque les déformations s'ajoutent algébriquement et sans absorption de l'onde.

C.1.1 Cas d'une seule sinusoïde appliquée au peigne émetteur.

Chaque dent émet une onde de même amplitude qui se propage sans atténuation sous le peigne émetteur. L'enveloppe de l'onde émise a donc exactement la longueur du peigne émetteur et une amplitude constante (Fig. C.1)

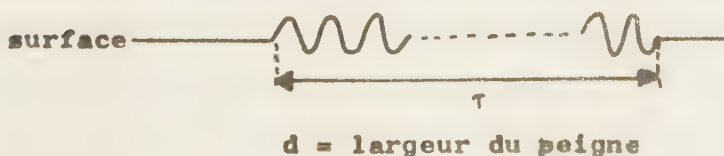


Figure C.1.

.../...

Sa durée sera τ et elle comportera autant de sinusoides qu'il y a de dents au peigne. A la réception, chaque fois que le train d'onde passe sous une dent, le nombre de charges augmente d'une même quantité. La capacité constituée par le peigne et l'entrée de l'amplificateur se charge donc et son potentiel est proportionnel au nombre de dents sous lesquelles se trouve l'onde de Rayleigh. Quand l'onde reçue sera exactement sous le peigne récepteur, le signal sera maximal ; avant et après, il croîtra et décroîtra linéairement.

Si on applique à l'entrée d'un oscilloscope l'impulsion H.F. d'attaque du peigne émetteur et le signal recueilli par le récepteur, on observera le signal de la figure C.2.

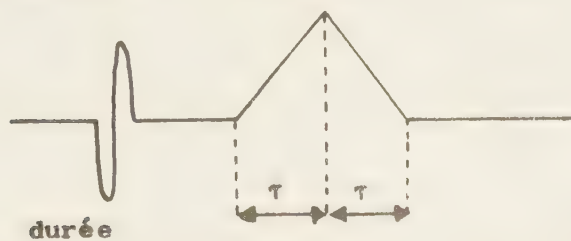


Fig. C.2. - Forme du signal sur le peigne récepteur

C.1.2 Cas d'un train de sinusoides de longueur T pour un peigne à N dents. Forme du signal acoustique émis.

Nous postulons que $T = nt$, t désignant la période de la haute fréquence appliquée au peigne.

Si $n = 1$, le signal acoustique émis est un train de N sinusoides de même amplitude (Fig. C.3.A). Si $n = 2$, quand la deuxième sinusoïde passe par son maximum, l'onde acoustique s'est exactement propagée de la longueur d'une dent. Si on admet que les amplitudes s'ajoutent, on obtiendra le signal de la figure C.3.b. En poursuivant le même raisonnement, on pourra ainsi déterminer la forme de l'onde de Rayleigh émise pour les valeurs successives de n (différentes durées du signal H.F. appliqué). Les figures (C.3.C) et (C.3.D) donnent ces formes pour $n = 5$ et $n = 11$ (nous n'avons dessiné ici que les courbes - enveloppe). Toutes les figures C.3. correspondent à $N = 7$.

Il est facile de constater que le nombre de "paliers" est égal à

$$\min \{ N, n \}$$

c'est-à-dire au plus petit des deux nombres N et n . Quant à la durée de la partie plate, elle vaut

$$\{ |N - n| + 1 \} t$$

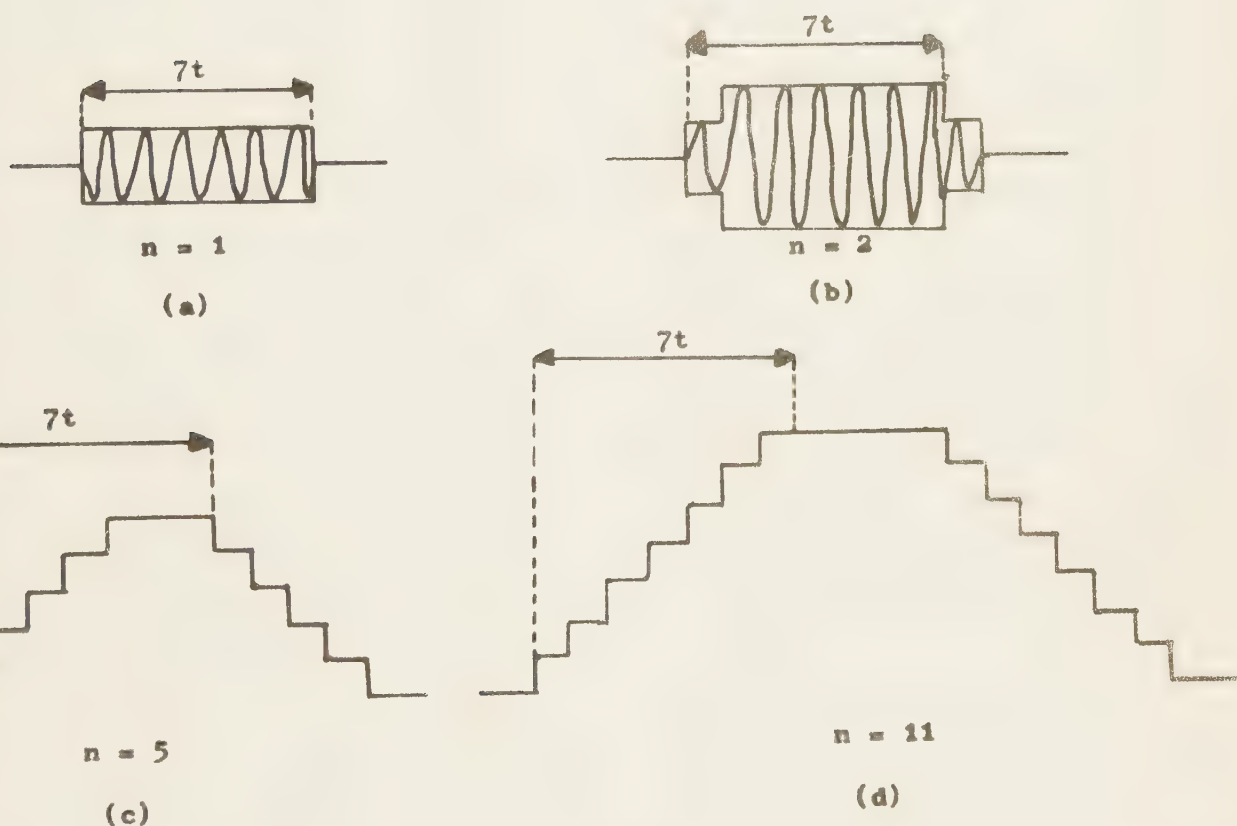


Figure C.3.

Formes d'onde émise pour $N = 7$
pour diverses valeurs de n

.../...

Cette forme d'onde émise reste identique à elle-même quand elle se propage sur le quartz puisque

- 1) le milieu de propagation n'est pas dispersif
- 2) l'on postule que le peigne émetteur n'amortit pas l'onde, qu'il soit ou non alimenté par le générateur H.F.

C.1.3 Forme du signal reçu sur le peigne récepteur.

Les hypothèses faites ici seront similaires à celles que nous avons postulées pour l'émetteur : nous admettrons ici encore que les amplitudes s'ajoutent. On pourrait donc analyser le problème comme suit.

En arrivant sous la première dent réceptrice, on recueillera sur le peigne une tension a par effet piezoélectrique inverse. Quand le signal se sera propagé exactement de la distance d'une dent, si on postule toujours qu'il n'y a pas d'amortissement de l'onde, on recueillera une tension de $2a + a = 3a$; le signal acoustique en dessous de la première dent est en effet maintenant le double d'avant. En poursuivant ce raisonnement, on obtient successivement la somme des nombres entiers.

Ce type de sommation s'arrête lorsque le palier arrive sous la première dent ; ensuite la loi d'addition est différente. Si le signal est assez long pour que le palier horizontal soit entièrement sous le peigne récepteur, on obtient aussi un palier à la réception. Par contre, dès que le palier du signal acoustique est terminé et que le signal continue à progresser sous le peigne récepteur, le signal reçu décroît et sa loi de décroissance est identique à sa loi de croissance.

Etudions cette loi de croissance.

- 1°) Quand les échelons pénètrent sous le peigne récepteur, le signal reçu est proportionnel à

$$\sum_j = 1 + 2 + \dots + j \quad \text{soit à } \frac{(j+1)j}{2}$$

.../...

Désignons par S_j le signal proportionnel à $\frac{(j+1)j}{2}$

Ce type de sommation s'arrête quand $j = N$ (nombre de dents du peigne) si on se limite au cas où la durée du signal haute fréquence est supérieure à la durée nécessaire à l'onde de Rayleigh pour parcourir la distance du peigne.

2°) Après, une seconde phase commence : la première marche de l'escalier sort et le palier horizontal pénètre sous la première dent du peigne. On a donc

$$S_{N+1} = S_N + N - 1 = \frac{(N+1)N}{2} + \frac{2N - 2}{2} = \frac{N^2}{2} + \frac{3}{2}N - 1$$

$$S_{N+2} = S_{N+1} + N - 2 = \frac{N^2}{2} + \frac{5}{2}N - 3$$

$$S_{N+3} = S_{N+2} + N - 3 = \frac{N^2}{2} + \frac{7}{2}N - 6$$

$$S_{N+i} = \frac{N^2}{2} + \frac{2i+1}{2}N - \frac{i(i+1)}{2}$$

ce qui peut encore s'écrire puisque $N + i = j$

$$S_j = \frac{N^2}{2} + \frac{2(j-N)+1}{2}N - \frac{(i-N)(i+1-N)}{2}$$

Ce second type de sommation s'arrête dès que $j = n$ (nombre de sinusoïdes contenues dans le signal électrique d'attaque) si $n < 2N$. Au contraire, si $n > 2N$, on s'arrête à $j = 2N$. Ensuite, le palier de l'onde de Rayleigh est entièrement sous le peigne et le signal recueilli possèdera lui aussi un palier.

Les figures C.4. montrent différentes formes de signaux recueillis selon les valeurs de n et N . La figure C.4.d correspond à un cas réel ($N = 30$, $n = 100$).

C.1.4 Conclusions.

Les formes obtenues à partir de ces considérations simples correspondent assez bien à ce que nous observons.

On remarque par ailleurs que le signal reçu dure plus longtemps que le signal émis. La figure C.4.d l'illustre bien puisque le signal émis par le premier peigne y a été dessiné.

Désignons par S_j le signal proportionnel à $\frac{(j+1)j}{2}$

Ce type de sommation s'arrête quand $j = N$ (nombre de dents du peigne) si on se limite au cas où la durée du signal haute fréquence est supérieure à la durée nécessaire à l'onde de Rayleigh pour parcourir la distance du peigne.

2°) Après, une seconde phase commence : la première marche de l'escalier sort et le palier horizontal pénètre sous la première dent du peigne. On a donc

$$S_{N+1} = S_N + N - 1 = \frac{(N+1)N}{2} + \frac{2N - 2}{2} = \frac{N^2}{2} + \frac{3}{2}N - 1$$

$$S_{N+2} = S_{N+1} + N - 2 = \frac{N^2}{2} + \frac{5}{2}N - 3$$

$$S_{N+3} = S_{N+2} + N - 3 = \frac{N^2}{2} + \frac{7}{2}N - 6$$

$$S_{N+i} = \frac{N^2}{2} + \frac{2i+1}{2}N - \frac{i(i+1)}{2}$$

ce qui peut encore s'écrire puisque $N + i = j$

$$S_j = \frac{N^2}{2} + \frac{2(j-N)+1}{2}N - \frac{(i-N)(i+1-N)}{2}$$

Ce second type de sommation s'arrête dès que $j = n$ (nombre de sinusoïdes contenues dans le signal électrique d'attaque) si $n < 2N$. Au contraire, si $n > 2N$, on s'arrête à $j = 2N$. Ensuite, le palier de l'onde de Rayleigh est entièrement sous le peigne et le signal recueilli possèdera lui aussi un palier.

Les figures C.4. montrent différentes formes de signaux recueillis selon les valeurs de n et N . La figure C.4.d correspond à un cas réel ($N = 30$, $n = 100$).

C.1.4 Conclusions.

Les formes obtenues à partir de ces considérations simples correspondent assez bien à ce que nous observons.

On remarque par ailleurs que le signal reçu dure plus longtemps que le signal émis. La figure C.4.d l'illustre bien puisque le signal émis par le premier peigne y a été dessiné.

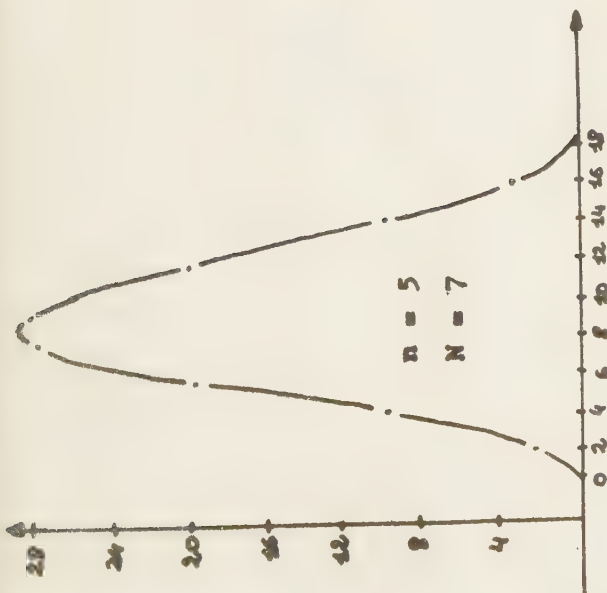


Fig. C.4.a

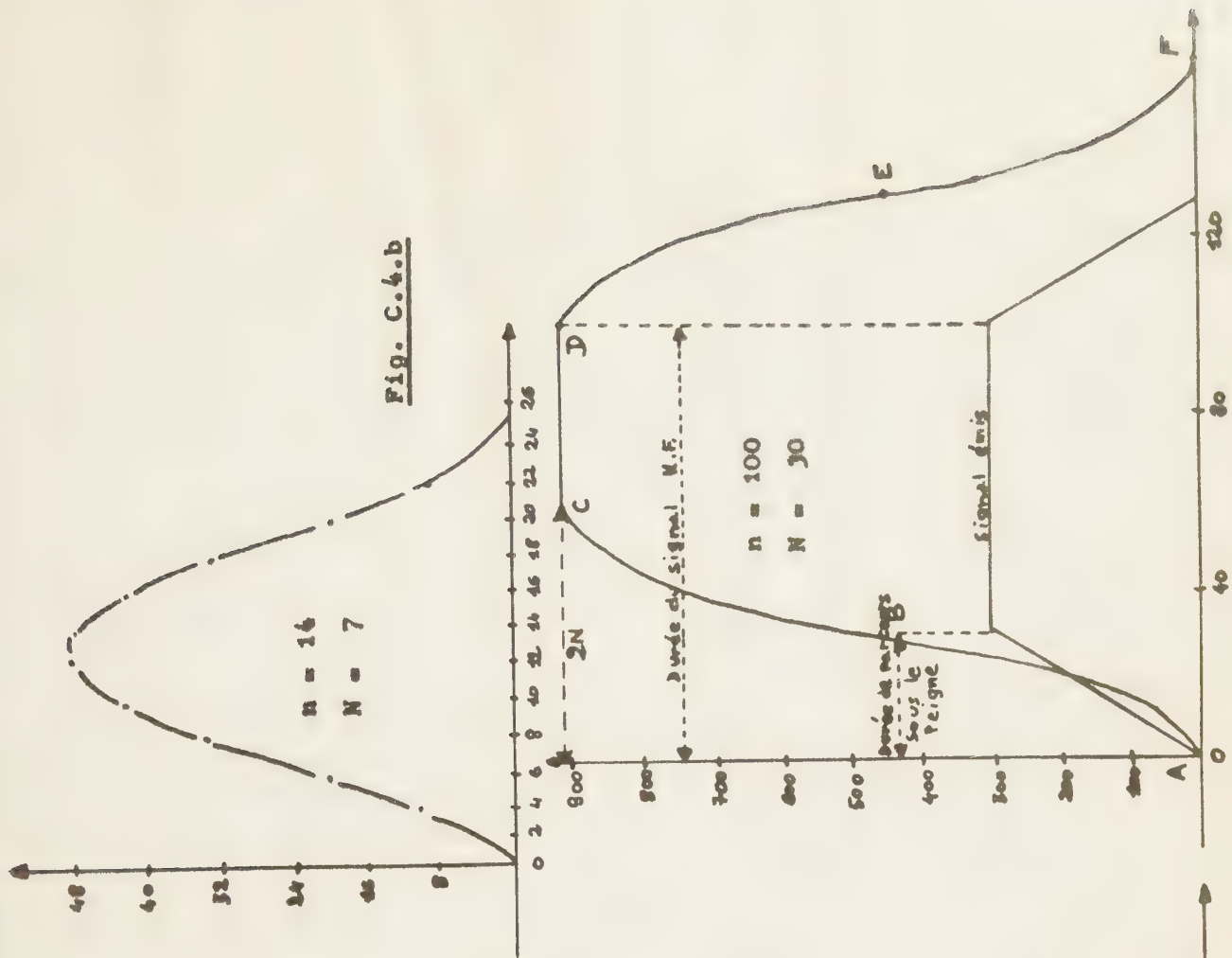


Fig. C.4.b

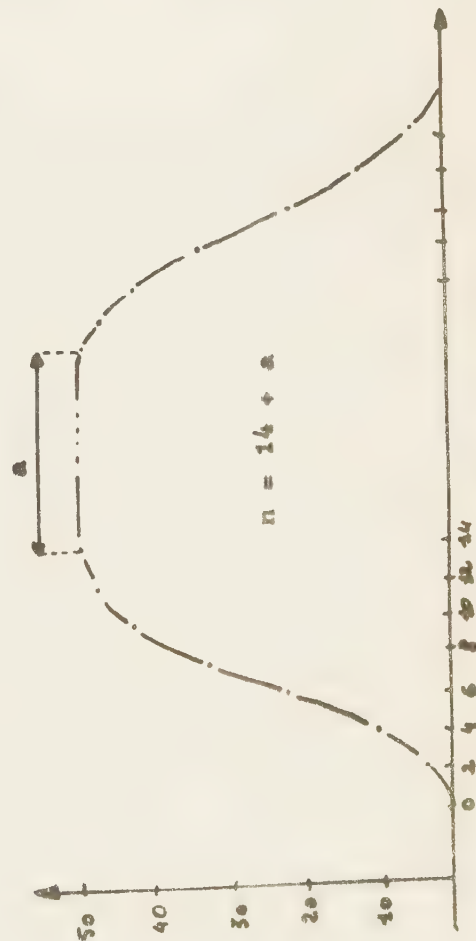


Fig. C.4.c

Figure C.4.

Fig. C.4.d

Nous avons de plus porté la durée du signal et la durée du parcours sous le peigne sur la figure C.4.d.

Si nous observons à l'oscilloscope la superposition du signal électrique appliqué et du signal recueilli sur le peigne récepteur, nous obtenons la figure suivante (Fig. C.5).

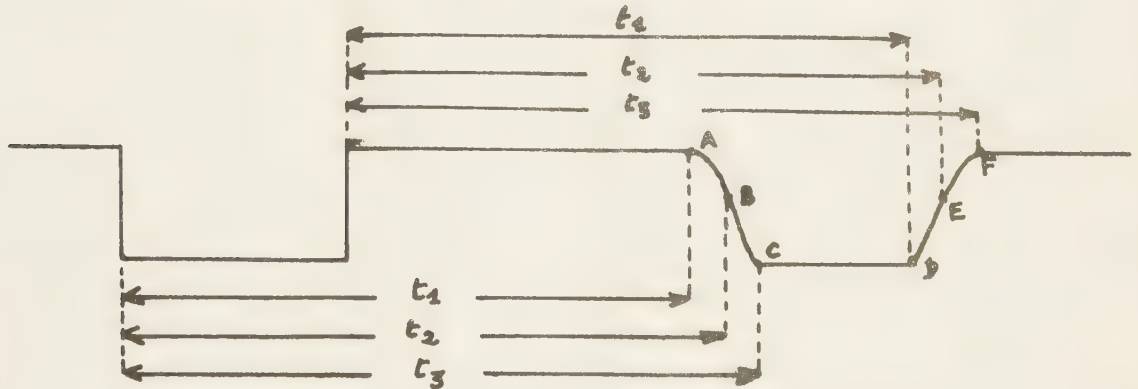


Figure C.5.

Les points A B C D E et F correspondent à ceux portés sur la figure C.4. Compte-tenu de l'étude précédente, il est évident que les temps t_1 , t_2 et t_3 portés sur la figure C.5. correspondent aux parcours réels d_1 , d_2 et d_3 représentés sur la figure C.6.

Déterminer la vitesse de propagation à partir des points B C E et F introduit des parcours sous les peignes. Il peut en résulter une perturbation.

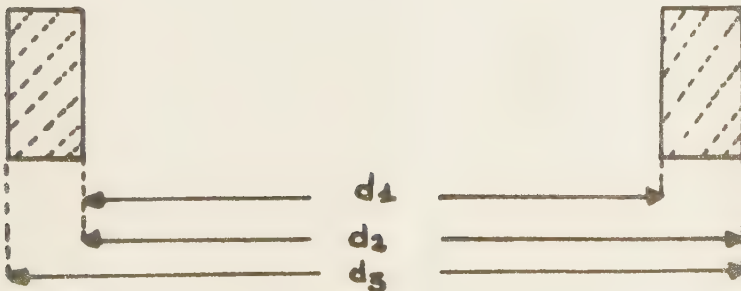


Figure C.6.

Vu les arrondis des courbes aux points A et C ainsi qu'aux points D et F, la détermination précise de ces points est plutôt délicate. La situation est encore aggravée par le fait que le signal est légèrement bruité.

.../...

La détermination du point B pourrait peut être se révéler plus précise si on admet la validité des calculs précédents. Comme $S_{30} = 465$ et $S_{60} = 900$, le point B est au $\frac{465}{900}$ de la hauteur du signal.

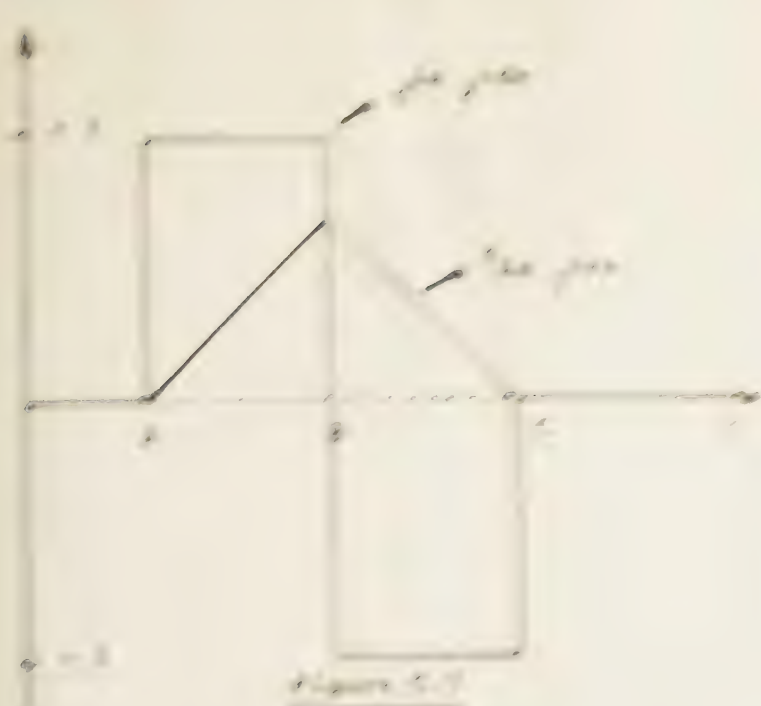
Une question reste ici posée. S'il apparaît une atténuation de l'onde dans la propagation sous les peignes, comment se trouvent modifiés les résultats précédents ?

Il est évident que les points A C D et F restent à la même position temporelle. Seules les amplitudes correspondant à C et D varieront. Par contre, il est probable que les rapports d'amplitude correspondant aux points C et B ne restent plus les mêmes. S'il en était ainsi, il serait difficile d'utiliser ces derniers pour mesurer les vitesses.

Par ailleurs, le point B est un point d'inflexion puisque, avant ce point, on passe des S_j à S_{j+1} par des accroissements qui augmentent tandis qu'après ce point, ces accroissements diminuent. Le point B est donc un point d'inflexion sur la courbe enveloppe du signal. Il est facile de montrer que la dérivée seconde de cette course varie brutalement au point B.

Les différences premières entre chaque valeur des S_j est la suite croissante des nombres entiers jusque B et après, la suite décroissante de ces mêmes nombres. Les différences secondes passent donc brutalement de + 1 à - 1 en passant par le point B. Les courbes donnant l'allure des deux premières dérivées du signal de sortie auront donc l'aspect donné à la figure C.7.

.../...

[illegible]

$\frac{1}{x} = x^{-1}$

[illegible]

It is the intention to give to the people of the United States a new and improved edition of the "Handbook of the Government of the United States" which will be published in the near future. The new edition will be published in the near future. The new edition will be published in the near future.

The first two paragraphs are identical. The third paragraph is identical. The fourth paragraph is identical. The fifth paragraph is identical. The sixth paragraph is identical. The seventh paragraph is identical. The eighth paragraph is identical. The ninth paragraph is identical. The tenth paragraph is identical. The eleventh paragraph is identical. The twelfth paragraph is identical. The thirteenth paragraph is identical. The fourteenth paragraph is identical. The fifteenth paragraph is identical. The sixteenth paragraph is identical. The seventeenth paragraph is identical. The eighteenth paragraph is identical. The nineteenth paragraph is identical. The twentieth paragraph is identical. The twenty-first paragraph is identical. The twenty-second paragraph is identical. The twenty-third paragraph is identical. The twenty-fourth paragraph is identical. The twenty-fifth paragraph is identical. The twenty-sixth paragraph is identical. The twenty-seventh paragraph is identical. The twenty-eighth paragraph is identical. The twenty-ninth paragraph is identical. The thirtieth paragraph is identical. The thirty-first paragraph is identical. The thirty-second paragraph is identical. The thirty-third paragraph is identical. The thirty-fourth paragraph is identical. The thirty-fifth paragraph is identical. The thirty-sixth paragraph is identical. The thirty-seventh paragraph is identical. The thirty-eighth paragraph is identical. The thirty-ninth paragraph is identical. The fortieth paragraph is identical. The forty-first paragraph is identical. The forty-second paragraph is identical. The forty-third paragraph is identical. The forty-fourth paragraph is identical. The forty-fifth paragraph is identical. The forty-sixth paragraph is identical. The forty-seventh paragraph is identical. The forty-eighth paragraph is identical. The forty-ninth paragraph is identical. The fiftieth paragraph is identical. The fifty-first paragraph is identical. The fifty-second paragraph is identical. The fifty-third paragraph is identical. The fifty-fourth paragraph is identical. The fifty-fifth paragraph is identical. The fifty-sixth paragraph is identical. The fifty-seventh paragraph is identical. The fifty-eighth paragraph is identical. The fifty-ninth paragraph is identical. The sixtieth paragraph is identical. The sixty-first paragraph is identical. The sixty-second paragraph is identical. The sixty-third paragraph is identical. The sixty-fourth paragraph is identical. The sixty-fifth paragraph is identical. The sixty-sixth paragraph is identical. The sixty-seventh paragraph is identical. The sixty-eighth paragraph is identical. The sixty-ninth paragraph is identical. The seventieth paragraph is identical. The seventy-first paragraph is identical. The seventy-second paragraph is identical. The seventy-third paragraph is identical. The seventy-fourth paragraph is identical. The seventy-fifth paragraph is identical. The seventy-sixth paragraph is identical. The seventy-seventh paragraph is identical. The seventy-eighth paragraph is identical. The seventy-ninth paragraph is identical. The eightieth paragraph is identical. The eighty-first paragraph is identical. The eighty-second paragraph is identical. The eighty-third paragraph is identical. The eighty-fourth paragraph is identical. The eighty-fifth paragraph is identical. The eighty-sixth paragraph is identical. The eighty-seventh paragraph is identical. The eighty-eighth paragraph is identical. The eighty-ninth paragraph is identical. The ninetieth paragraph is identical. The ninety-first paragraph is identical. The ninety-second paragraph is identical. The ninety-third paragraph is identical. The ninety-fourth paragraph is identical. The ninety-fifth paragraph is identical. The ninety-sixth paragraph is identical. The ninety-seventh paragraph is identical. The ninety-eighth paragraph is identical. The ninety-ninth paragraph is identical. The hundredth paragraph is identical.

C.2.1 Forme du signal émis.

Nous admettrons que l'amplitude unité produite par une dent de peigne arrive sous la dent suivante avec une amplitude k telle que $0 < k < 1$. Il en résulte que l'amplitude de l'onde qui arrive sous la N^{e} dent, le peigne étant toujours alimenté, a pour valeur

$$S_N = 1 + k + \dots + k^{N-1}$$

soit : $\frac{1}{1-k} - \frac{k^N}{1-k}$

On remarque en particulier que si N augmente, cette valeur tend vers $\frac{1}{1-k}$. Le signal acoustique se déforme et s'arrondit. Comme l'illustre la figure C.8 où sont représentés le signal sans amortissement et avec amortissement, on peut cesser de distinguer les points G et H.

C.2.2 Forme du signal reçu par le peigne récepteur.

En reprenant le raisonnement du paragraphe C.1.3, tant que l'onde pénètre sous le peigne récepteur, on obtient successivement les suites

$$S'_1 = 1, S'_2 = (1+k) + k = 1 + 2k, S'_3 = 1 + k + k^2 + (1+2k)k =$$

$$1 + 2k + 3k^2 \dots S'_N = 1 + 2k + 3k^2 + \dots + Nk^{N-1}$$

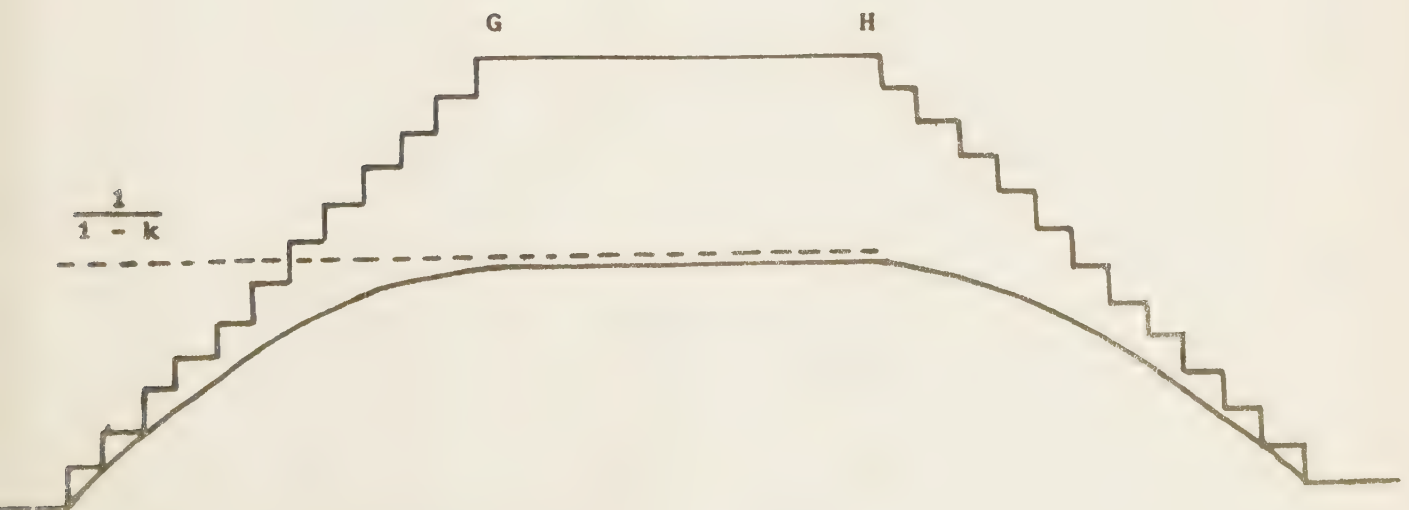


Figure C.8

On s'arrêtera à S'_j pour $j = N$ comme pour le § C.1.3, ce qui donnera le point B' correspondant à B de la figure 4 d. La valeur de S'_j est facile à calculer. Il suffit de remarquer que ce n'est autre que la dérivée par rapport à k de la série géométrique

$$S_j = 1 + k + \dots + k^j = \frac{1 - k^{j+1}}{1 - k}$$

Il en résulte que $S'_j = \frac{\partial S_j}{\partial k} = \frac{jk^{j+1} - (j+1)k^j + 1}{(1-k)^2}$

Ici encore la courbe tend vers une asymptote horizontale si $j \rightarrow \infty$ (c'est-à-dire pour un peigne à nombre de dents infini). Cette asymptote a pour valeur $\frac{1}{(1-k)^2}$.

Après le point B' (*) quand l'onde de surface sort de l'autre côté du peigne récepteur et que sa partie horizontale commence à pénétrer sur le peigne récepteur, la loi de croissance du signal change.

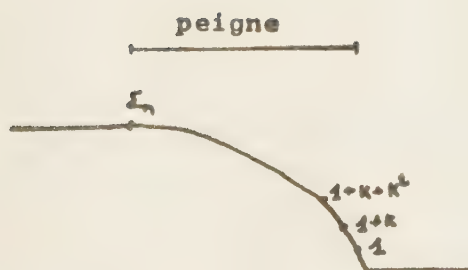
Lorsque le signal est exactement sous le peigne récepteur, comme l'indique la figure C.9, on recueillera :

$$\sigma_0 = 1 \cdot k^{N-1} + (1+k)k^{N-2} + \dots \quad 1. \Sigma_N$$

si on désigne par Σ_N la quantité

$$\Sigma_N = 1 + k + k^2 + \dots + k^{N-1} \quad (N \text{ termes})$$

σ_0 peut s'écrire sous la forme du tableau :



$$N \text{ lignes } \left\{ \begin{array}{l} \sigma_0 = k^{N-1} \\ + k^{N-1} + k^{N-2} \\ + k^{N-1} + k^{N-2} + k^{N-3} \\ \dots \\ + k^{N-1} + \dots + k + 1 \end{array} \right.$$

donc on a :

$$N k^{N-1} + (N-1)k^{N-2} + \dots + k + 1 = S'_N$$

.../...

* Dans ce deuxième cas les points sont notés par des lettres primées; les mêmes lettres correspondent aux mêmes positions relatives des signaux et des peignes pour les § C.1 et C.2.

Si l'onde avance de la distance d'une dent, on aura :

$$\begin{aligned}
 \sigma_1 &= (1+k) k^{N-1} + (1+k+k^2) k^{N-2} + \dots + k \Sigma_N + \Sigma_N \text{ (N termes)} \\
 &= k \left\{ \begin{array}{l} k^{N-1} + k^{N-2} \\ k^{N-1} + k^{N-2} + k^{N-3} \\ k^{N-1} + k^{N-2} + \dots + k+1 \end{array} \right\} + \Sigma_N \\
 &= k \left[S'_N - k^{N-1} \right] + \Sigma_N
 \end{aligned}$$

(N-1) lignes

De même :

$$\begin{aligned}
 \sigma_2 &= (1+k^2+k^3) k^{N-1} + \dots + k^2 \Sigma_N + k \Sigma_N + \Sigma_N \\
 &= k^2 \left\{ \begin{array}{l} k^{N-1} + k^{N-2} + k^{N-3} \\ + \dots + k+1 \end{array} \right\} + (k+1) \Sigma_N \\
 &= k^2 \left[S'_N - k^{N-2} - 2k^{N-1} \right] + (k+1) \Sigma_N
 \end{aligned}$$

$$\sigma_2 = k^2 S'_N + (1+k) \Sigma_N - k^N (1+2k)$$

En général, on obtiendra donc :

$$\sigma_i = k^i S'_N + \Sigma_i \Sigma_N - k^N S'_i$$

En particulier si $i = N$ (point C' correspondant au point C de la figure C.4.d)

$$\sigma_N = k^N S'_N + \Sigma_N^2 - k^N S'_N = \Sigma_N^2 = \sigma_N$$

Résultat évident.

Si on recommence le calcul pour $N = 30$ et $n > 60$, $k = 0,9$, on obtient le front de montée représenté à la figure C.10.

.../...

C.2.3 Conclusions.

Les points A' et C' correspondant aux points A et C n'ont pas changé de position temporelle, ce qui était évident à priori ; par contre, la position relative du point B' est fort différente de celle du point B, puisqu'ici le rapport des amplitudes est de $\frac{81,6}{90,8} = 0,898$.

Il est facile de voir que le point d'inflexion ne se trouve plus au point B'. La courbe tracée le montre. Un petit calcul très simple permet de le situer.

Dans la première partie de la courbe, les différences premières sont de la forme $\Delta_i = (i+1)k^i$. Il est facile de vérifier que pour $i = 8$ et $i = 9$ les différences sont égales et que par conséquent, le point d'inflexion se situe entre le point 8 et 9. Si on considère que Δ_i est une fonction continue de i , on peut écrire

$$\Delta(i) = (i+1) k^i$$

$$\frac{d\Delta(i)}{di} = k^i + (i+1) k^i \log_N k = k^i [1 + (i+1) \log_N k]$$

si $k = 0,9$ $\log_N k = -0,105$ la dérivée s'annule

$$\text{donc, pour } i = -1 - \frac{1}{\log_N k} = 8,52$$

Il en résulte que la position du point B ne peut être ici déterminée par l'inflexion de la courbe.

Par contre, si on sait mesurer expérimentalement la position du point d'inflexion, on peut connaître $\log_N k$ et donc l'amortissement.

Par ailleurs, si on admet que la vitesse de l'onde de Rayleigh reste la même sous le peigne, on peut, en connaissant la la vitesse, (elle peut être mesurée à partir du point A) mettre en position les points B et C. Les amplitudes relatives aux points B et C permettraient aussi de connaître k .

.../...

Pour achever ces considérations, il est facile de voir que la première partie de la courbe (A'B'C') correspond au cas où le peigne émetteur est toujours excité ; par contre, la partie D'E'F' correspond à celle où le peigne émetteur n'est plus alimenté. Il serait donc possible de vérifier si les amortissements sont différents. Pour traiter le problème, il faudrait reprendre le calcul en introduisant 3 amortissements k_1 , k_2 et k_3 relatifs respectivement au peigne émetteur en fonctionnement, au peigne émetteur quand il cesse d'émettre et enfin au peigne récepteur.

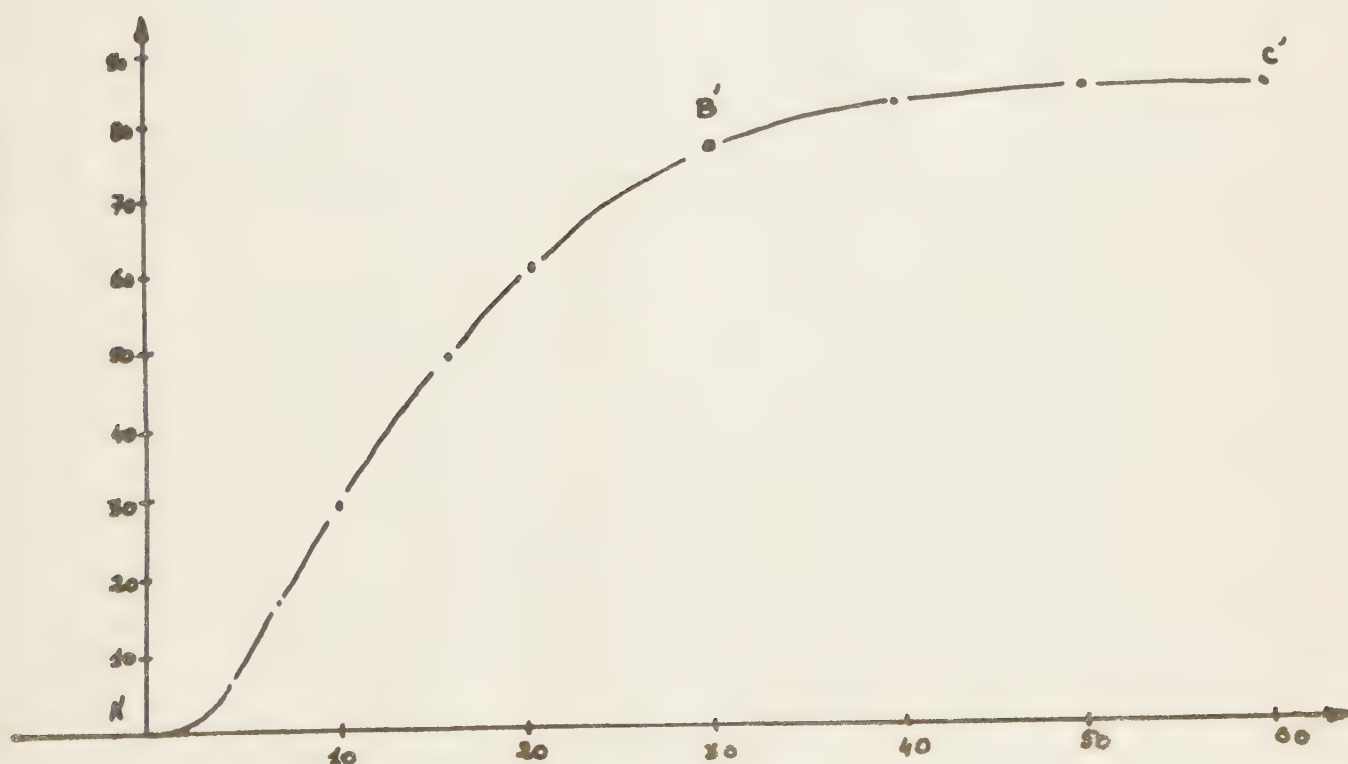


Figure C.10

.../...

ANNEXE D

DETERMINATION DE LA DISTANCE DE PROPAGATION INTRODUITE

DANS LA METHODE DE BOUCLAGE EN ONDES ENTRETENUES

Nous cherchons ici à déterminer la distance de propagation intervenant dans la méthode de bouclage en ondes entretenues. Pour ce faire, nous étudierons le retard de phase introduit par la ligne.

Nous ferons le raisonnement à partir de transducteurs émetteur et récepteur en forme de peignes en réseau. Les calculs seraient identiques pour des peignes interdigités.

Soit un élément dx qui émet une onde acoustique $\sigma dx \exp[j\omega t]$. Celle-ci arrive en B (Cf. Fig. D.1) et a pour expression $\sigma dx \exp\left[j\left(\omega t - \frac{2\pi l_0}{\lambda}\right)\right]$, où λ est la longueur d'onde acoustique.

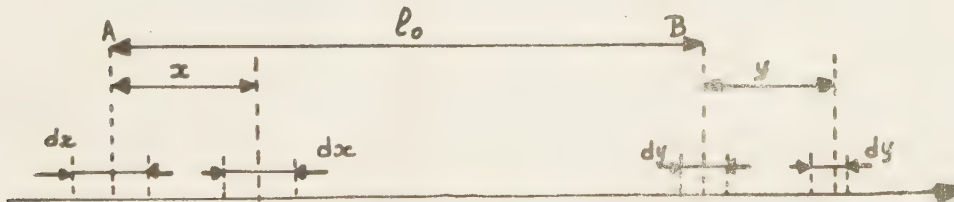


Figure D.1.

Cette onde acoustique crée sur l'élément dy une tension :

$$\beta \propto dx dy \exp\left[j\left(\omega t - \frac{2\pi l_0}{\lambda}\right)\right]$$

Soit maintenant une dent émettrice de largeur $2a$ et une dent réceptrice de largeur $2b$. Un élément dx la dent émettrice, situé à une distance x du centre de la dent (Cf. Fig. D.1) crée, sur l'élément dy situé à une distance y du centre de la dent réceptrice, une tension :

$$\beta \propto dx dy \exp\left[j\left(\omega t - \frac{2\pi (l_0 - y + x)}{\lambda}\right)\right]$$

.../...

La tension produite par la dent A sur la dent B est alors :

$$A_1 = \beta \alpha \iint \exp \left[j \left(\omega t - \frac{2\pi l_0}{\lambda} \right) \right] \exp \left[-j \frac{2\pi(y-x)}{\lambda} \right] dx dy$$

Soit encore :

$$A_1 = \beta \alpha \exp \left[j \left(\omega t - \frac{2\pi l_0}{\lambda} \right) \right] \int_{-a}^{+a} \exp \left[j \frac{2\pi x}{\lambda} \right] dx \int_{-b}^{+b} \exp \left[-j \frac{2\pi y}{\lambda} \right] dy$$

c'est-à-dire :

$$A_1 = \alpha \beta \exp \left[j \left(\omega t - \frac{2\pi l_0}{\lambda} \right) \right] \cdot 2a \left\{ \frac{\sin \frac{2\pi a}{\lambda}}{\frac{2\pi a}{\lambda}} \right\} \cdot 2b \left\{ \frac{\sin \frac{2\pi b}{\lambda}}{\frac{2\pi b}{\lambda}} \right\}$$

que nous écrivons

$$A_1 = Q \exp \left[j \left(\omega t - \frac{2\pi l_0}{\lambda} \right) \right]$$

Considérons un peigne ayant une seule dent émettrice et n dents réceptrices, celles-ci étant distantes de d ; les dents réceptrices étant interconnectées, on recueille la tension :

$$V_1 = Q \exp \left[j \left(\omega t - \frac{2\pi l_0}{\lambda} \right) \right] \left\{ 1 + \exp \left[-j \frac{2\pi d}{\lambda} \right] + \dots + \exp \left[-j \frac{2\pi n d}{\lambda} \right] \right\}$$

$$\text{soit } V_1 = Q \exp \left[j \left(\omega t - \frac{2\pi l_0}{\lambda} \right) \right] \left\{ \frac{\exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda} (n+1) d \right] - 1}{\exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda} d \right] - 1} \right\}$$

que l'on peut encore écrire

$$V_1 = Q \exp \left[j \left(\omega t - \frac{2\pi l_0}{\lambda} \right) \right] \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda} n \frac{d}{2} \right] \cdot \frac{\sin \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} (n+1) \frac{d}{2} \right\}}{\sin \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} \frac{d}{2} \right\}}$$

Si maintenant le peigne émetteur possède p dents émettrices distantes de la longueur C , la tension devient :

$$v = Q \exp \left[j(\omega t - \frac{2\pi l_0}{\lambda}) \right] \exp \left[- j \frac{2\pi}{\lambda} \frac{nd}{2} \right] \exp \left[+ j \frac{2\pi}{\lambda} p \frac{C}{2} \right]$$

$$\cdot \frac{\sin \frac{2\pi}{\lambda} (n+1) \frac{d}{2}}{\sin \frac{2\pi}{\lambda} \frac{d}{2}} \cdot \frac{\sin \frac{2\pi}{\lambda} (p+1) \frac{C}{2}}{\sin \frac{2\pi}{\lambda} \frac{C}{2}}$$

Le terme de phase de cette expression est

$$\exp \left[j\omega t \right] \cdot \exp \left[- j \frac{2\pi}{\lambda} \left(l_0 + \frac{nd}{2} - p \frac{C}{2} \right) \right]$$

Le retard de phase a donc pour valeur

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(l_0 + \frac{nd}{2} - p \frac{C}{2} \right)$$

et la distance intervenant dans la méthode de bouclage par ondes entretenues est donnée par :

$$l = l_0 + \frac{nd}{2} - \frac{pC}{2}$$

Cette distance correspond donc à celle comprise entre le centre du peigne émetteur et le centre du peigne récepteur.

.../...

B I B L I O G R A P H I E

- [1] - L. BRILLOUIN
"Wave propagation and group velocity"
Academic Press. New-York and London 1960
- [2] - R. GABILLARD
"Vibrations et phénomènes de propagation"
Dunod Université 1969
- [3] - P.F. PANTER
"Modulation, Noise and spectral analysis"
Mc Graw Hill Company - New-York 1965
- [4] - I.A. VIKTOROV
"Rayleigh and Lamb waves"
Plenum Press. New-York 1967
- [5] - W.M. EWING, W.S. JARDETSKY, F. PRESS
"Elastic waves in Layered media". Mac Graw Hill, New-York 1957
- [6] - B.E.H. LOVE
"Some problems of Geodynamics" pp. 165 Cambridge
University Press, London 1911-1926
- [7] - R. STONELEY
"The effect of the ocean on Rayleigh waves " Monthly Notices
Roy.Astron-Soc. Geophys. Supp, 1, pp. 349-356, 1926
- [8] - H. KOPPE
"Uber Rayleigh-wellen ander oberfläche zweir medien"
Z. Physik, 121, pp. 377-437, 1943
- [9] - K. SEZAWA, K. KANAI
"The range of possible existence of Stoneley waves and
some related problems"
Bull.Earthquake Research Inst.(Tokyo) 17, pp.1-8, 1939
- [10] - CAGNIARD L.
"Réflexion et Réfraction des Ondes Sélismiques Progressives"
GAUTHIER-VILLARS et Cie, Paris 1939

- [11] - SCHOLTE J.G.
"The Range of Existence of Rayleigh and Stoneley Waves"
Suppl. 5, pp 120-126, 1947
- [12] - TIERSTEN H.F.
"Elastic surface waves guided by thin films".
J.Appl. Phys., Vol. 40, n° 2, Fev. 1969
- [13] - RAYLEIGH (Lord)
"On the Free Vibrations of an infinite Plate of Homogeneous
Isotropic Elastic Mater"
Proc. London, Math. Soc. 20, pp. 225, 1889
- [14] - LAMB H
"On Waves in an Elastic Plate"
Proc. Roy. Soc. (London) A, 93, pp 114-128, 1916
- [15] - PRESCOTT J
"Elastic Waves and Vibrations of Thin Rods"
Phil.Mag., 33, pp 703-754, 1942
- [16] - GOGOLADZE V.G.
"Dispersion of Rayleigh Waves in a Layer"
Publ.Inst.Seism.Acad.Sci. URSS, 119, pp 27-38, 1947
- [17] - SATO Y
"Study of Surface Waves"
Bull.Earthquake Research Inst. (Tokyo), 29, pp 223-261, 1951
- [18] - H. JEFFREYS
"The effect on Love waves of heterogeneity in the lower layer"
Monthly Notices. Roy.Astron.Soc.Geophys.Supp 1, 2,
pp 101-111, 1928
- [19] - J.T. WILSON
"The Love waves of the South Atlantic Earth-quake of August 28, 1933"
Bull. Seism.Soc.Amer. 30, pp 273-301, 1940
- [20] - R. STONELEY
"The continental Layers of Europe"
Bull.Seism.Soc.Amer. 38, pp 263-274, 1948
- [21] - K. KANAI
"On the group velocity of dispersive surface waves"
Bull-Earthquake Research Inst. (Tokyo) - 29, pp 49-60, 1951

- [22] - P. SCHNITZLER
 "Elastic surface waves in a layered system of Cadmium sulfide on Germanium"
 App. Phys. Letters, vol. 11, n° 9, Nov. 1967
- [23] - D.S. LOFTUS
 "Elastic surface waves on layered anisotropic crystals"
 App. Phys. Letters, vol. 13, n° 9, Nov. 1968
- [24] - L.M. BREKHOVKIKH
 "Wave guide effects in Solid layered media with continuously varying parameters". Sov. Phys. Acoustics, vol. 14, n° 2, Oct. Déc. 1968
- [25] - S.V. BOGDANOV - M.D. LEVIN - I.B. YAKOVKIN
 "Existence of a surface wave in a system comprising a layer and half-space". Sov. Phys. Acoustics, vol. 15, n° 1, July-Sept. 1969
- [26] - C. MAERFELD, C. LARDAT
 "Ondes de Love et de Rayleigh dans les milieux piézoélectriques stratifiés". C.R. Acad. Sc. Paris, Série B, t. 270, pp 1187, Mai 1970
- [27] - C. LARDAT, C. MAERFELD, P. TOURNOIS
 "Theory and performance of acoustical dispersive surface wave delay lines". Proc. IEEE, vol. 59, n° 3, Mars 1971
- [28] - T.C. LIM, G.W. FARNELL
 "Character of pseudo-surface waves on anisotropic crystals"
 J.A.S.A., vol. 45, n° 4, 1969
- [29] - J.L. BLEUSTEIN
 "A new surface wave in piezoelectric materials"
 1pp. Phys. Letters, vol. 13, n° 12, 15 Déc. 1968
- [30] - YU. V. GULYAEV
 "Electroacoustic surface waves in solids. Zh-E.T.F. Pis. Red. 9, n° 1, pp 63-65; 5 Janv. 1969
- [31] - H. ENGAN - H. HANEBREKKE - K.A. INGEBRIGTSEN - E. JERGAN
 "Numerical Calculations on surface waves in piezoelectrics"
 App. Phys. Letters, vol. 15, n° 8, 15 Oct. 1969
- [32] - C.C. TSENG
 "Piezoelectric surface waves in cubic and orthorhombic crystals"
 App. Phys. Letters, vol. 16, n° 6, 15 Mars 1970

- [33] - R.M. WHITE
"Surface Elastic waves" : Proc.IEEE, vol. 58, n° 8, Août 1970
- [34] - G.W. FARNELL
"Properties of elastic surface waves" Physical Acoustics, vol. 6,
W.P.Mason and R.N.Thurston, Eds. New-York, Academy press. 1970
- [35] - F.W. VOLTMER, E.P. IPPEN, R.M. WHITE, T.C. LIM, G.W. FARNELL
"Measured and calculated surface wave velocities"
Proceedings of the IEEE - Sept. 1968
- [36] - C.C. TSENG
"Elastic surface waves on free surface and metallised surface
of CdS, ZnO and PZT-4, J.App.Phys. 38 (11), pp 4281-4284, 1967
- [37] - R.M. ARZT, E. SALZMANN, K. DRANSFELD
"Elastic surface waves in quartz at 316 MHz"
App. Phys. Letters, 10 (5), pp 165-167, 1967
- [38] - J.H. COLLINS, H.M. GERARD, K.M. LAKIN, H.J. SHAW
"100 MHz quartz delay line utilizing Rayleigh waves"
Proceedings of the I.E.E.E. - Sept. 1968
- [39] - D.P. MORGAN, E.A.ASH
"Acoustic surface waves dispersive delay line"
Proc. IEEE, vol. 116, n° 7, Juillet 1969
- [40] - M.B. SCHULZ, B.J. MATSINGER, M.G. HOLLAND
"Temperature dependence of surface acoustic wave velocity
on α quartz!"J.App.Phys., vol. 41, n° 7, Juin 1970
- [41] - G. CAMBON
"Contribution à l'étude de la dispersion des ondes de surface
sur un matériau piézoélectrique"
Thèse de 3e cycle. Faculté des Sciences Montpellier (1969)
- [42] - G.W. FICKEN, E.A. HIEDEMAN
"Simple form of the Sing-Around Method for the determination
of sound velocities" - J.A.S.A., vol. 23, n° 5, Sept. 1956
- [43] - J.D. MAINES, E.G.S. PAIGE, A.F. SAUNDERS, A.S. YOUNG
"Simple technique for the accurate determination of delay
time variations in acoustic surface wave structures"
Elec. Letters, vol. 5, n° 26, Déc. 1969

- [44] - W.R. SMITH, H.M. GERARD, J.H. COLLINS, T.M. REEDER, H.J. SHAW
"Analysis of interdigital surface wave transducers by use of an equivalent circuit model". IEEE trans. M.T.T., Nov. 1969
- [45] - W.P. MASON
"Piezoelectric Crystals. Van Nostrand. New-York, p. 103
- [46] - W.G. CADY
"Piezoelectricity", Mc Graw Hill Book Company 1946, p. 415
- [47] - F.W. AINGER, G.W. RICH, D.S. ROBERTSON, A.F. SAUNDERS, A.S. YOUNG
"Lithium Metagermanate : A new material for acoustic surface wave applications". Elect.Letters, vol. 7, n° 1, 14 Janv. 1971
- [48] - W.S. JONES, C.S. HARTMANN, J.L. HARRIS
"Matching of optimisation to interdigital surface waves devices"
Elect. Letters, 28 Mai 1970
- [49] - C.C. TSENG
"Frequency response of an interdigital transducer for excitation of surface elastic waves" IEEE trans.elect.Devices, Août 1968
- [50] - K.N. VINOGRADOV, G.K. ULYANOV
"Measurement of the velocity and attenuation of ultrasonic surface waves in hard materials".
Sov.Phys. Acoustics, t. 5, n° 3, p. 296, 1960
- [51] - R. M. WHITE, F.W. VOLTMER
"Ultrasonic surface-wave amplification in cadmium-sulfide"
Appl. Phys. Letters, vol. 8, n° 2, 1966
- [52] - R.M. WHITE
"Surface elastic wave propagation and amplification"
Trans. Elect. Devices, vol. ED-14, n° 4, Avril 1967
- [53] - R.G. PRATT, T.C. LIM
"Acoustic surface wave on Silicon"
Appl. Phys. Letters, vol. 15, n° 12, Déc. 1969
- [54] - H. ENGAN
"Interdigital Electrode transducers for the excitation of elastic surface waves in piezoelectric media" Elab. Report TE-91, Norwegian - Institute of Technology-Trondheim-Norway

- [55] - L.R. ADKINS, A.J. HUGHES
"Elastic surface waves guided by thin films, gold on fused quartz". IEEE trans. MTT, Nov. 1969
- [56] - W.R. SMITH, T.M. REEDER, J.H. COLLINS, H.T. SHAW
"Dispersive Rayleigh wave delay line utilizing gold on Lithium Niobate". IEEE trans. MTT, Nov. 1969
- [57] - R.V. SCHMIDT, F.W. VOLTMER
"Piezoelectric elastic surface waves in anisotropic layered media". IEEE trans. MTT, vol. 17, n° 11, Nov. 1969
- [58] - M.R. DANIEL, J. de KLERK
"Velocity measurements of elastic surface waves in the layered system ZnS on Al_2O_3 "
Appl. Phys. Letters, vol. 16, n° 9, Mai 1970
- [59] - E.P. IPPEN
"Diffraction of light by surface acoustic waves"
Proc. IEEE, Fev. 1967
- [60] - J. KROKSTADT, L.O. SVAASAND
"Scattering of light by ultrasonic surface waves in quartz"
Appl. Phys. Letters, vol. 11, n° 5, Sept. 1967
- [61] - W.G. MAYER, G.B. LAMERS, D.C. AUTH
"Interaction of light and ultrasonic surface waves"
J.A.S.A., vol. 42, n° 6, 1967
- [62] - E. SALZMANN, D. WEISSMANN
"Optical detection of Rayleigh waves"
J. App. Phys, vol. 40, July 1969
- [63] - A. KORPEL, L.J. LAUB, H.C. SIEVERING
"Measurement of acoustic surface wave propagation characteristics by reflected light". Appl.Phys.Letters, vol.10, n° 10, 15 Mai 1967
- [64] - R.L. WHITMAN, L.J. LAUB, W.J. BATES
"Acoustic surface displacement measurements on a wedge-shaped transducer using an optical probe technique"
IEEE Trans.Son.Ultrasonics, vol. SU-15, n° 3, July 1968
- [65] - E.A. ASH, R.M. de la RUE, R.F. HUMPHRYES
"Microsound surface waveguides".
IEEE Trans. MTT, vol. 17, n° 11, Nov. 1969

.../...

- [66] - B.H. SOFFER, D.H. CLOSE, M.E. PEDINOFF
"An optical imaging method for direct observation and study of
acoustic surface waves".
Appl. Phys. Letters, vol. 15, n° 10, 15 Nov. 1969
- [67] - J.J. CAMPBELL, W.R. JONES
"A method for estimating optical crystal cuts and propagation
direction of piezoelectric surface waves"
IEEE Trans. Son. and Ultrasonics, SU-15, n° 4, Oct. 1968
- [68] - J.H. COLLINS, H.M. GERARD, H.J. SHAW
"Amplification of acoustic surface waves with adjacent semi-
conductor and piezoelectric crystals".
Appl. Phys. Letters, vol. 13, n° 9, Nov. 1968
- [69] - R.J. SERAFIN, D. FRYBERGER, M. EPSTEIN
"Measurement of strain and velocity of ultrasonic surface waves"
Review of Scientific instruments, vol. 38, n° 10, Oct. 1967
-

Académie de Paris

UNIVERSITE de PARIS VI

11, Quai Saint Bernard - Paris 5

SERVICE DE LA SCOLARITE

Bureau des Enseignements du 3e Cycle

tél. 336.25.25 et 325.12.21

PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT :
THESE DE : DOCTEUR INGENIEUR

NOM : CAUDRON

Prénoms : Francis

né le 5 Juin 1946 à LILLE Nord Dép^t :

1ère THESE : Mesure des variations de la vitesse et de l'atténuation
d'une onde de surface par méthodes de bouclage.

2e THESE (Propositions faites par l'Université) :



Vu et Approuvé

PARIS, le 13 Janvier 1972

Le Président

de l'Université de PARIS VI

A. HERPIN

